

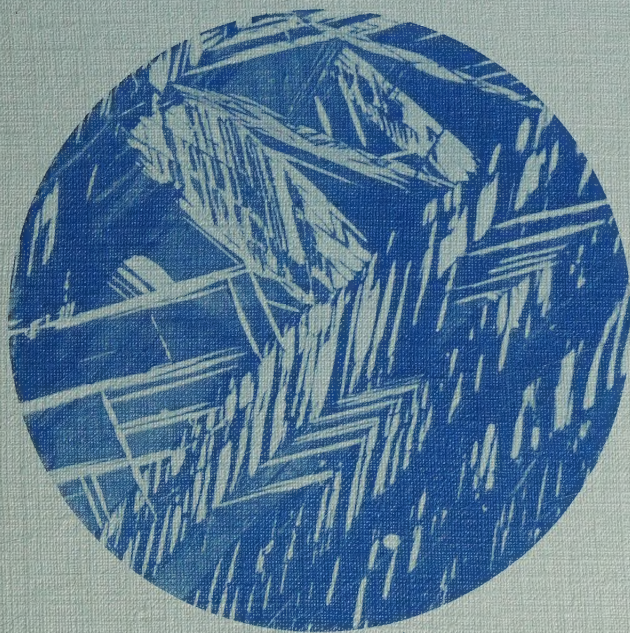
Materialkundlich-
Technische
Reihe

5

ERICH TENCKHOFF

Erlangen 1980

Verformungsmechanismen Textur und Anisotropie in Zirkonium und Zircaloy



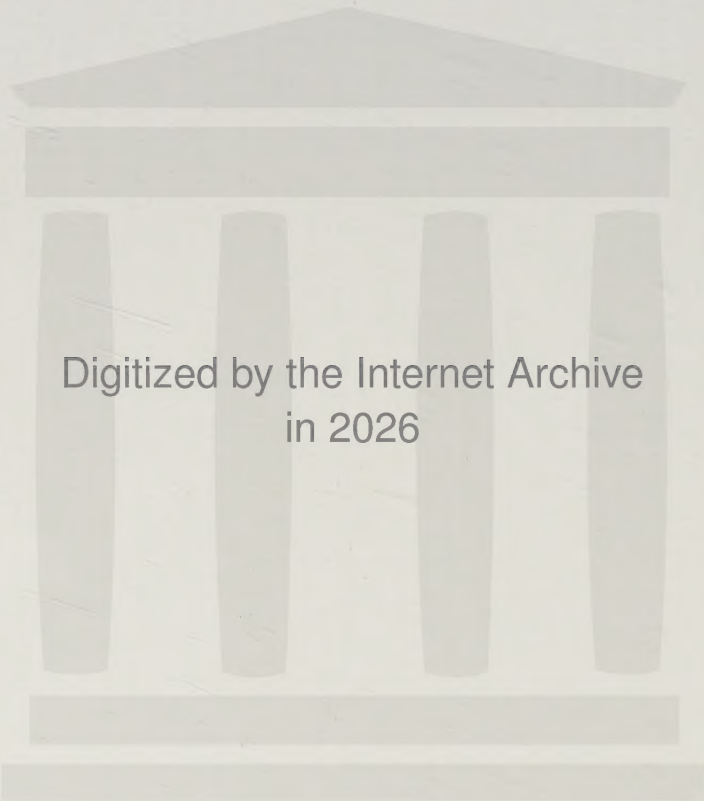
Zwillingsbildung
im Zirkonium



1980

GEBRÜDER BORNTRAEGER BERLIN · STUTTGART

1981 1149



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546216_0057

Herausgeber
GÜNTER PETZOW

Materialkundlich-
Technische
Reihe

5

Verformungsmechanismen Textur und Anisotropie in Zirkonium und Zircaloy

von

ERICH TENCKHOFF

Erlangen

Mit 36 Abbildungen und 8 Tabellen



GEBRÜDER BORNTRAEGER BERLIN · STUTTGART 1980



Alle Rechte, auch die der Übersetzung, des auszugsweisen Nachdrucks, der Herstellung von Mikrofilmen und der photomechanischen Wiedergabe, vorbehalten.

© 1980 by Gebrüder Borntraeger, Berlin-Stuttgart
Printed in Germany

ISSN 0170-589X

ISBN 3 443 23006 7

Vorwort des Herausgebers

Mit dem vorliegenden Band setzt die Materialkundlich-Technische Reihe ihre Bemühungen fort, spezielle Themen aus dem Gebiet der Werkstofftechnik vertieft aus der Sicht kompetenter Fachleute darzustellen.

Die metallischen Werkstoffe mit hexagonal dichtest gepackter Kristallstruktur gewinnen zwar aufgrund einiger hervorstechender Eigenschaften zunehmend an Bedeutung, sind aber bis heute noch längst nicht in dem Umfang erforscht wie z. B. die kubischen Metalle und Legierungen. Gegenüber diesen sind sie durch eine starke Strukturanisotropie gekennzeichnet, die eine anisotrope mechanische Verformung und eine ausgeprägte Texturbildung zur Folge hat, die wiederum mehr oder weniger deutliche Eigenschaftsanisotropien hervorruft.

Die bisher gesicherten Kenntnisse dieser Zusammenhänge, die für die Verarbeitung und Anwendung der hexagonalen Metalle unerlässlich sind, werden in dieser Monographie zusammengefaßt. Dabei stehen, entsprechend dem Arbeitsgebiet des Autors, Zirkonium und Zircaloy im Vordergrund. Die Querverbindungen und Analogien zu den anderen hexagonalen Metallen werden jedoch durchweg deutlich gemacht. So vermittelt der 5. Band der Materialkundlich-Technischen Reihe eine dem gegenwärtigen Stand entsprechende Übersicht über das Verformungsverhalten aller dieser Werkstoffe. Es ist zu erwarten, daß die vorgelegten Ergebnisse über ein vertieftes grundlegendes Verständnis zu einer besseren technischen Beherrschung der hexagonalen metallischen Werkstoffe führen werden.

Stuttgart, im August 1980

Günter Petzow

Vorwort

Dieses Buch wendet sich an Studenten und in der Berufspraxis stehende Ingenieure, die ihre Kenntnisse über den Einfluß der Verformungsmechanismen auf die Texturbildung einerseits und die mechanische Anisotropie andererseits vertiefen möchten. Nach einem Überblick über die Verformungsmechanismen in hexagonal dichtest gepackten (hcp) Metallen allgemein wird am Beispiel von Zirkonium und der für Brennelementhüllrohre von Leichtwasserreaktoren technisch bedeutenden Legierung Zircaloy auf diese drei Themenkomplexe und deren Wechselwirkung eingegangen. Die Klärung der Zusammenhänge ist für den Theoretiker von Interesse, weil sie zum Verständnis der Verformungstheorie der Texturentstehung in hcp Metallen beiträgt. Für den Praktiker ist es unter Berücksichtigung der Zusammenhänge möglich, die Textur in Zirkonium und Zircaloy Halbzeugen durch die Wahl geeigneter Verformungsparameter gezielt einzustellen, um sie den Anforderungen im betrieblichen Einsatz unter Ausnutzung der Texturanisotropie optimal anzupassen. Unter Einbeziehung der metallspezifischen Parameter der hexagonalen Struktur lassen sich die Erkenntnisse auch auf andere hcp Metalle übertragen.

An dieser Stelle möchte der Verfasser herzlich danken den Herren *P. L. Rittenhouse*, Dr. *G. R. Love* und Dr. *R. O. Williams*, die ihm während seiner Tätigkeit bei den Oak Ridge National Laboratories, USA, in vielen Fachdiskussionen wesentliche Anregungen gegeben haben. Herrn Prof. Dr. *B. Ilschner*, Erlangen, sei für die stetige Förderung und sein motivierendes Interesse an der Weiterführung der Arbeiten besonders gedankt; ebenso Herrn Prof. Dr. *M. von Heimendahl*, Erlangen und Herrn Dr. *K.-H. Matucha*, Frankfurt, für anregende Fachdiskussionen. Schließlich möchte der Verfasser Frau Prof. Dr. *J. Grewen*, Bonn, Herrn Prof. Dr. *U. Rösler*, Erlangen und Herrn Prof. Dr. *U. Zwicker*, Erlangen, für wertvolle Hinweise danken.

Erlangen, Juli 1980

E. Tenckhoff

Inhalt

1	Einführung	1
2	Verformungsmechanismen	3
2.1	Verformungsmechanismen in hcp Metallen	3
2.1.1	Gleitsysteme	4
2.1.1.1	Gleitebene	4
2.1.1.2	Gleitrichtung	6
2.1.2	Zwillingsbildung	13
2.1.3	Knickbänder	18
2.2	Verformungsmechanismen in Zirkonium und Zircaloy	19
2.2.1	Gleitsysteme	19
2.2.2	Zwillingssysteme	23
2.3	Einflußfaktoren auf die Verformungsmechanismen	27
2.3.1	Schmid-Faktor	27
2.3.2	Kritische Schubspannung	29
2.3.2.1	Abhängigkeit von Verunreinigungen und zulegierten Elementen	31
2.3.2.2	Abhängigkeit von der Verformungstemperatur	31
2.3.3	Verformungsrichtung	32
2.3.4	Mehrachsiges Belastungsbedingungen	32
2.3.5	Kompatibilitätsbedingungen	33
2.3.6	Kristallographische Vorzugsorientierung	34
3	Texturbildung	36
3.1	Quantitative Texturbestimmung	36
3.2	Theorie über die Entstehung von Verformungstexturen in hcp Metallen	37
3.3	Wesentliche Merkmale der Verformungstexturen in hcp Metallen	45
3.4	Verformungstexturen in Zirkonium und Zircaloy	47
3.4.1	Rohrtexturen	47
3.4.1.1	Der Einfluß des relativen Verhältnisses von Wanddicken- zu Durchmesserreduktion	48
3.4.1.2	Stabile Endlagen	50
3.4.1.3	Intensitätsmaxima zwischen den stabilen Endlagen in radialer und tangentialer Richtung	50
3.4.1.4	Texturgradienten über der Rohrwand	50
3.4.1.5	Texturentwicklung in mehreren Stichen	54
3.4.1.6	Einfluß der Herstellungsmethode	54
3.4.2	Blechtexturen	54
3.4.3	Drahttexturen	56
3.5	Hinweise auf Glühtexturen in Zirkonium und Zircaloy	56
4	Mechanische Anisotropie	57

4.1	Einfluß der Verformungsmechanismen auf die mechanische Anisotropie texturbehafteter Zircaloy-Werkstoffe	57
4.1.1	Zirkonium und Zircaloy Bleche	57
4.1.2	Zircaloy Rohre	58
4.2	Darstellung der mechanischen Anisotropie bei zweiachsigen Belastungs- fällen	63
4.2.1	Fließortkurven	63
4.2.2	Kriechortkurven	66
4.2.3	Bruchortkurven	69
4.3	Auswirkungen von Kriechbelastung und Neutronenbestrahlung auf die wirksamen Verformungsmechanismen in Zircaloy Rohren unter Reaktorbedingungen	69
4.3.1	Kriechen	70
4.3.2	Neutronenbestrahlung	70
5	Zusammenfassung	72
6	Literatur	75

1 Einführung

In den hexagonal dicht gepackten (hcp) Metallen sind die Verformungssysteme nicht so symmetrisch verteilt wie in den kubischen. Da die Hauptgleitsysteme außerdem nicht so zahlreich und normalerweise auf Verformungen in a-Richtung beschränkt sind, tritt bei der plastischen Verformung Zwillingsbildung in Wettbewerb mit Gleiten und kann – je nach Verformungsbedingungen – eine wesentliche Rolle spielen (1) bis (4).*

Das geringe Angebot von Gleitsystemen, deren nicht symmetrische Verteilung sowie die Tatsache, daß bei der Zwillingsbildung strenge kristallographische Orientierungsbeziehungen gelten, bedingen in hcp Metallen die Bildung einer scharfen Verformungstextur. (Wird der Werkstoff anschließend wärmebehandelt, stellt sich ebenso eine ausgeprägte Glühtextur ein) (5) bis (7).

Auf der anderen Seite sind, wenn der Werkstoff texturbefahet ist, die Verformungsmechanismen auch für die starke Anisotropie der mechanischen Eigenschaften verantwortlich (8) bis (10).

Das sind drei Themenkomplexe, die sich gegenseitig beeinflussen. Dementsprechend gliedert sich die Arbeit in mehrere Teile: Einleitend werden die allgemein gültigen Zusammenhänge für die Verformungsmechanismen in hcp Metallen aufgezeigt und deren Abhängigkeiten von den metallspezifischen Parametern, wie z. B. dem c/a-Achsenverhältnis, dem Transformationsverhalten und der damit korrelierten Stapelfehlerenergie diskutiert. Hierbei wird ausführlich auf die Verformungsmechanismen in Zirkonium und Zircaloy eingegangen. In einem zweiten und dritten Teil wird der Einfluß der Verformungsmechanismen auf die Texturbildung einerseits bzw. auf die mechanische Anisotropie andererseits diskutiert. Diese Wechselwirkungen lassen sich sinngemäß auch auf andere hcp Metalle übertragen, wenn man die metallspezifischen Parameter der hexagonalen Struktur berücksichtigt.

Die hcp Metalle sind für eine Untersuchung der genannten Zusammenhänge deshalb besonders interessant,

- weil sie aufgrund ihrer ausgeprägten Strukturanisotropie die zur Diskussion stehenden Einflußgrößen und deren Wechselwirkungen besonders deutlich werden lassen, auch wenn hier die Verhältnisse sehr viel komplizierter sind als z. B. bei den kubischen Metallen
- weil sie bisher noch nicht so eingehend untersucht wurden und
- weil sie technisch mehr und mehr an Bedeutung gewinnen (11).

Zum Beispiel werden Zirkonium und zirkoniumreiche Legierungen – wozu auch Zircaloy zählt – wegen ihres geringen Einfangquerschnittes für thermische Neutronen, wegen der

* Diese Zahlen in Klammern beziehen sich auf die Literatur (s. S. 75–79).

relativ hohen Warmfestigkeit und wegen des günstigen Korrosionsverhaltens in der Reaktortechnik, insbesondere für Brennelementhüllrohre von Leichtwasserreaktoren, eingesetzt.

Das in seinen chemischen und physikalischen Eigenschaften weitgehend dem Zirkonium ähnliche Titan und dessen elementreiche Legierungen finden im Chemieanlagenbau sowie in der Luft- und Raumfahrttechnik Anwendung.

Magnesium und seine Legierungen sind wegen des hohen Verhältnisses Festigkeit/Gewicht Konstruktionswerkstoffe für die Luftfahrttechnik und werden wegen ihrer chemischen Aktivität außerdem in der Pyro- und Galvanotechnik eingesetzt.

Zink- und Zinklegierungen werden für Schutzüberzüge und für den chemischen Anlagenbau verwendet. Ferner wird Zink als Legierungspartner in Messingen und in den AlZnMg-Legierungen eingesetzt.

Beryllium wird wegen seiner niedrigen Absorption für thermische Neutronen und Röntgenstrahlen sowie wegen seiner Festigkeitseigenschaften bzw. seines hohen Verhältnisses Festigkeit/Gewicht in der Nuklear- und Röntgenmeßtechnik sowie in Luft- und Raumfahrttechnik eingesetzt.

Daneben werden Werkstoffe wie Cadmium und Cobalt insbesondere als Legierungselemente für Verschleiß- und Lagerwerkstoffe sowie für kriechfeste Werkstoffe verwendet.

2 Verformungsmechanismen

2.1 Verformungsmechanismen in hcp Metallen

Die Verformungsmechanismen der hcp Metalle sind komplexer und weniger erforscht als z. B. die der kubischflächenzentrierten (fcc) und kubischraumzentrierten (bcc) Metalle (4), (12) bis (15).

Obwohl die hcp Metalle gewöhnlich als eine einzige Klasse betrachtet werden, so unterscheiden sich die einzelnen Metalle doch wesentlich in ihrer kristallographischen Struktur. Das c/a -Achsenverhältnis variiert von Metall zu Metall und kann einen Wert größer oder kleiner als den der idealen Kugelpackung annehmen (Bild 1).

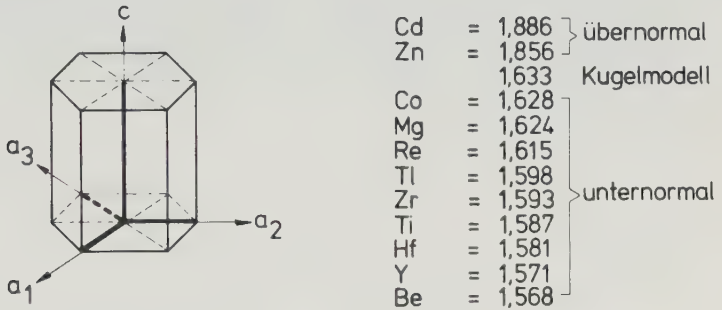


Bild 1. c/a -Achsenverhältnisse für die verschiedenen hcp Metalle.

Dadurch ändern sich die Winkelverhältnisse zwischen den entsprechenden kristallographischen Ebenen. Abgesehen von den absoluten Gitterebenenabständen, die von Metall zu Metall unabhängig von der Struktur unterschiedlich sind, ist dieser rein sterische Einfluß des c/a Achsenverhältnisses ein erster, wichtiger Gesichtspunkt, der es nicht gestattet, die hcp Metalle so pauschal abzuhandeln wie etwa die kubischen, bei denen die Winkelverhältnisse zwischen den verschiedenen Ebenen gleich sind.

Ferner können bei den hcp Metallen wegen des geringen Angebotes an Gleitmöglichkeiten innerhalb einer Gleitsystemfamilie und wegen deren unsymmetrischer Verteilung über der Lagenkugel verschiedenartige Verformungssysteme wirksam werden. Es werden unterschiedliche primäre und sekundäre Gleit- und Zwillingsysteme betätigt, die zudem verschiedene kritische Schubspannungen haben können. Demgegenüber sind die Verhältnisse z. B. bei den fcc Metallen wesentlich einfacher, bei denen 12 Gleitmöglichkeiten desselben Hauptgleit-

systems $\{111\}$ $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ gleichmäßig über die Lagenkugel verteilt sind. Im allgemeinen werden daher bei fcc Metallen nur Gleitsysteme dieser einen Familie wirksam; bei einaxialer Belastung und niedriger Verformung tritt Einfachgleiten ein, bei höheren Verformungen sowie bei mehrachsigen Belastungszuständen Zweio- oder Mehrfachgleiten von untereinander gleichwertigen Systemen. Wieviel komplizierter die Zusammenhänge bei den hcp Metallen sind, zeigen die folgenden Kapitel.

2.1.1 Gleitsysteme

Für das Gleitverhalten in Metallen gibt es drei, vielfach bestätigte Gesetzmäßigkeiten:

- Bei einem gegebenen Satz von Gleitebenen und -richtungen wird dasjenige Gleitsystem betätigt, in dem die größte Schubspannung herrscht.
- Gleitebene ist gewöhnlich die Ebene, deren Gitterebenenabstand, d. h. deren atomare Belegung relativ am größten ist.
- Gleitrichtung ist nahezu immer die Richtung, die den kürzesten Burgers-Vektor enthält.

Die Aussage a) entspricht dem zunächst experimentell gewonnenen „Gesetz der Plastizität“ von *E. Schmid* (16), worauf im Zusammenhang mit dem Schmid-Faktor noch näher eingegangen wird (Kap. 2.3.1). Die Aussagen b) und c) sind Inhalt des Peierls-Nabarro-Modelles (17), (18). Dieses Modell betrachtet das ungestörte Gitter als klassisch elastisches Kontinuum (17) und nimmt für die atomaren Wechselwirkungen entlang der Versetzungsebene Kräfte an, die sich entsprechend der Sinusfunktion der relativen Atomverschiebungen periodisch ändern (18). Das Modell erlaubt nur eine größenordnungsmäßige Abschätzung; genauere Berechnungen – darauf soll hier nur hingewiesen werden – müssen die Wechselwirkungen im gestörten Kristallgitter und die atomare Struktur, d. h. die Elektronenstruktur der Atome, die Bindungskräfte und die geometrische Atom-anordnung, berücksichtigen. Trotz der Ungenauigkeit läßt das Peierls-Nabarro-Modell für metallische und multipolare Bindungen den generellen Trend erkennen, daß für kurze Burgers-Vektoren auf Ebenen mit dichter atomarer Belegung, d. h. mit großem Gitterebenenabstand, die Peierls-Nabarro-Kräfte klein sind. *Sagel* und *Zwicker* (19) zeigten am Beispiel von Titan, daß sich das Modell auch auf hcp Metalle anwenden läßt.

2.1.1.1 Gleitebene

Bei den hcp Metallen ist zwar der Gitterabstand für die Basisebene konstant $c/2$, die beiden anderen Ebenentypen aber, die Prismen- und die Pyramiden Ebenen, haben jeweils ungleichmäßigen Gitterabstand, wie das z. B. für einige Ebenen in Bild 2 gezeigt ist.

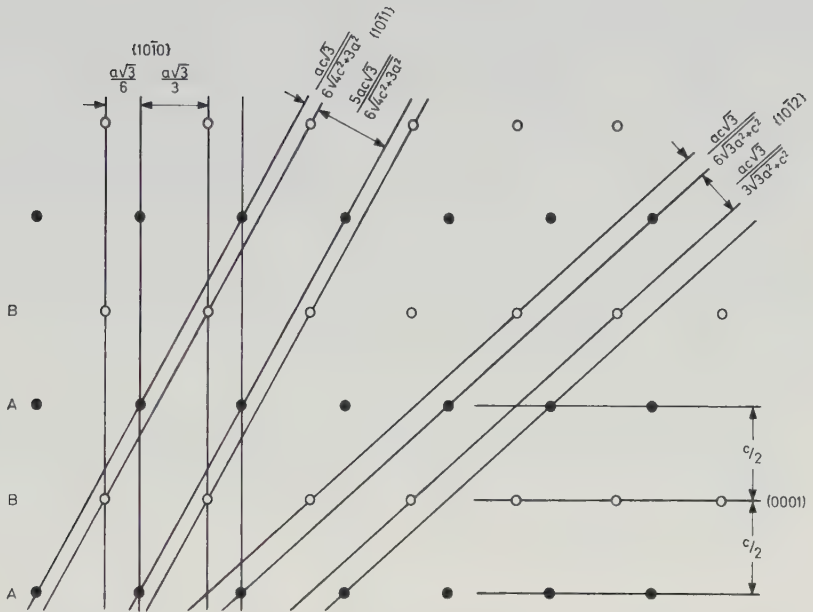


Bild 2. Projektionen der Atomlagen in der $(1\bar{2}10)$ Ebene (● Atome in A-Lage, ○ Atome in B-Lage). Die Linien zeigen die Spuren und Gitterabstände von (0001) , $\{10\bar{1}2\}$, $\{10\bar{1}1\}$ und $\{10\bar{1}0\}$ -Ebenen für die ideale Kugelpackung ($c/a = 1,633$) (sinngemäß nach (4)).

Die erkennbare Welligkeit der Nicht-Basisebenen und deren ungleichmäßiger Abstand erklären – wenn man die A-B-Stapellage mit einbezieht –, warum die Gleitmodelle für Prismen und Pyramidenebenen so kompliziert sind (Kap. 2.1.1.2).

Einfluß des c/a Achsenverhältnisses

Gitterebenenabstand und Packungsdichte ändern sich mit dem c/a Achsenverhältnis der hexagonalen Zelle. Bei normalem und idealem Achsenverhältnis ist die Basisebene (0001) die am dichtesten mit Atomen belegte Ebene. Wird das c/a Achsenverhältnis jedoch $\langle \sqrt{3}$, so ist die Prismenebene im Mittel dichter mit Atomen belegt als die Basisebene. Aufgrund des Peierls-Nabarro-Modelles (17), (18) erwartet man daher, daß beispielsweise für Gleiten in a -Richtung ein Wechsel in der Gleitebene von (0001) auf $\{10\bar{1}0\}$ stattfindet (Bild 3). Von Ausnahmen abgesehen (Mg, Co, Be) gilt dieses Konzept und läßt sich sinngemäß auf

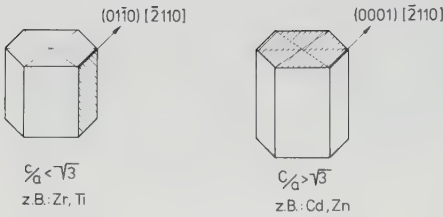


Bild 3. Abhängigkeit der Gleitebene für a-Versetzungen vom c/a-Achsenverhältnis entsprechend dem Peierls-Nabarro-Modell.

andere Gleitsysteme übertragen. Die Ausnahmen werden mit Hilfe weiterer, bei der Auswahl der Gleitebene mitwirkender Faktoren zu erklären versucht, der Stapelfehlerenergie und dem Transformationsverhalten (Kap. 2.1.1.2).

2.1.1.2 Gleitrichtung

In einem Doppeltetraeder, das entsprechend dem Thompson Tetraeder für fcc Metalle (20) abgeleitet ist, lassen sich die in hcp Metallen möglichen Burgers-Vektoren darstellen (Bild 4). Demnach sind 3 vollständige und 3 unvollständige Versetzungstypen möglich:

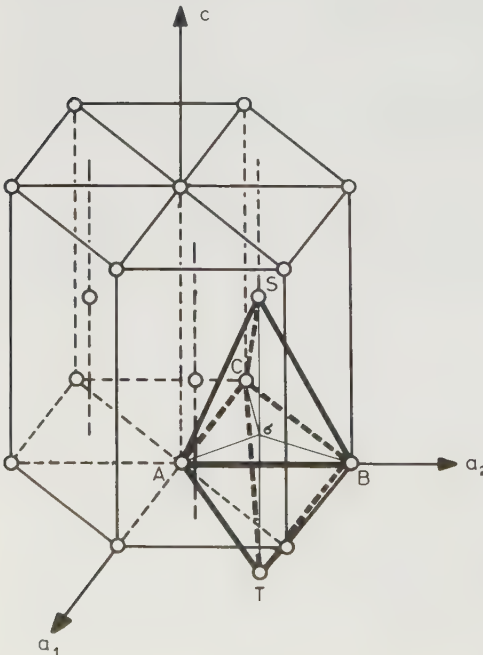


Bild 4. Theoretisch mögliche Burgers Vektoren im hcp Gitter (nach (21)).

Typ

- I: Sechs vollständige a-Versetzungen mit den Burgers-Vektoren AB, BC, CA, BA, CB, AC der Indizierung $1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$.
- II: Zwei vollständige c-Versetzungen mit den Burgers-Vektoren ST und TS der Indizierung $\langle 0001 \rangle$.
- III: 12 vollständige (c + a)-Versetzungen SA/TB, SA/TC, SB/TA, SB/TC, SC/TA, SC/TB sowie deren Negative der Indizierung $1/3 \langle 11\bar{2}3 \rangle$.
- IV: Sechs unvollständige p-Versetzungen mit den Burgers-Vektoren $A\sigma$, $B\sigma$, $C\sigma$, σA , σB , σC der Indizierung $1/3 \langle 10\bar{1}0 \rangle$.
- V: 4 unvollständige c/2-Versetzungen mit den Burgers-Vektoren σS , σT , $S\sigma$, $T\sigma$ der Indizierung $1/2 \langle 0001 \rangle$.
- VI: 12 unvollständige (c/2 + p)-Versetzungen mit den Burgers-Vektoren AS, BS, CS, AT, BT, CT sowie deren Negative der Indizierung $1/6 \langle 20\bar{2}3 \rangle$.

Unter der Annahme der idealen Kugelpackung ($c/a = 1,633$) ergeben sich für die verschiedenen Versetzungstypen die in Tabelle 1 errechneten Vektorquadrate, die den mit den Versetzungen verbundenen elastischen Energien in erster Näherung proportional sind. Entsprechend dieser Betrachtung dürften für eine vorgegebene Gleitrichtung diejenigen Versetzungen wirksam werden, die den kürzesten Burgers-Vektor besitzen. Unter diesem Gesichtspunkt wären demnach von den vollständigen Versetzungen a-Versetzungen gegenüber den c- und diese wiederum gegenüber den (c + a)-Versetzungen begünstigt.

Tabelle 1. Vektor-Energien für die in hcp Metallen möglichen Versetzungstypen bei idealem c/a-Achsenverhältnis.

Verset- zungs- typ	(I)	(II)	(III)	(IV)	(V)	(VI)
Bezeich- nung	a	c	(c + a)	p	c/2	($\frac{c}{2} + p$)
Anzahl der Ver- setzun- gen pro Typ	6	2	12	6	4	12
Burgers Vektor	$1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$	$\langle 0001 \rangle$	$1/3 \langle 11\bar{2}3 \rangle$	$1/3 \langle 10\bar{1}0 \rangle$	$1/2 \langle 0001 \rangle$	$1/6 \langle 20\bar{2}3 \rangle$
Vektor Energie	a^2	$c^2 = \frac{8}{3} a^2$	$1/3 a^2$	$1/3 a^2$	$2/3 a^2$	a^2

Da die Burgers-Vektoren von a- und c-Versetzungen senkrecht aufeinander stehen, können sie nicht miteinander in Wechselwirkung treten. Dagegen können (c + a)-Versetzungen unter Energiegewinn mit a- oder c-Versetzungen reagieren und stabile Versetzungsknoten bilden, vorausgesetzt natürlich, daß die verhältnismäßig langen (c + a) Burgers-Vektoren aufgrund des oben genannten Energiekriteriums existieren können. Entsprechende Energiebetrachtungen lassen sich auch für die unvollständigen Versetzungen anstellen, die gegenüber den vollständigen wegen der kürzeren Burgers-Vektoren energetisch günstiger sind. Ob und wie weit eine Aufspaltung in Halbversetzungen möglich ist, hängt u. a. jedoch von der Stapelfehlerenergie ab.

Einfluß der Stapelfehlerenergie γ

Aufspaltung von a-Versetzungen in der Basisebene

Bei niedriger Stapelfehlerenergie γ kann sich die in der Basisebene liegende a-Versetzung in zwei Shockley-Halbversetzungen p unter Energiegewinn aufspalten, indem sie ein Band eines intrinsischen Stapelfehlers aufspannt, das die beiden übernächsten Nachbarn in der Stapelfolge verletzt (13), (14), (vgl. Bild 4):



Bei dieser Versetzungsreaktion in der Basisebene, die in einer dünnen Zwischenschicht in einer ebenfalls dicht gepackten fcc Stapelfolge resultiert, gibt es zwei

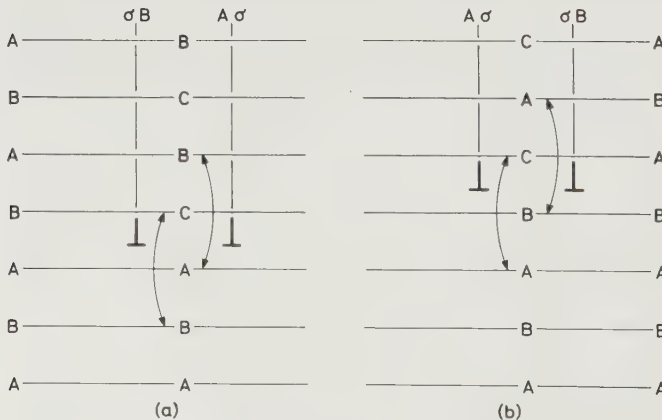


Bild 5. Stapelfehler in der Basisebene des hcp Gitters.

Tabelle 2. Stapelfehlerenergie γ für a-Versetzungen in der Basisebene (*) bzw. in der Prismenebene (**) verschiedener hcp Metalle.

Werkstoff	Stapelfehlerenergie γ in $\text{J/m}^2 \times 10^{-3}$ $\hat{=}$ erg/cm^2	Zitat
Cd	250 – 300 ■ 170 ■ 150 ■	13 15 22
Zn	250 – 300 ■ 300 *	13 15, 22, 23, 24
Co	25 ■ 26 ■	13 15, 23
Mg	250 – 300 ■ 300 ■ 60 ■ 10–21 ■ (berechnet)	13 15, 24 25 26
Zr	250 – 300 ■ 56 ■ ■	13 28
Ti	250 – 300 ■ 300 ■ 145 ■ ■	13 15, 27 29
Be	250 – 300 ■ ~ 180 ■ >190 ■ 279 – 1147 ■ (berechnet) ~ 790 ■ (vermutet) ~ 1190 ■ ■ (vermutet)	13 15, 27 25 26 30 30

mögliche Gleitfolgen (Bild 5): Entweder gleitet eine B-Lage über eine A-Lage, d.h. σ_B folgt $A\sigma$ (Bild 5a) oder eine A-Lage gleitet über eine B-Lage, d.h. $A\sigma$ folgt σ_B (Bild 5b). Die Breite des Bandes ist umgekehrt proportional zur Stapelfehlerenergie γ , die für a-Versetzungen auf Basisebenen für mehrere hcp Metalle bekannt bzw. abgeschätzt ist (Tabelle 2).

Die in 2 p-Teilversetzungen aufgespaltene a-Versetzung ist ausschließlich auf Gleiten in der Basisebene beschränkt. Durch Zusammenziehen von Schraubenanteilen kann zwar Quergleiten auf Prismen- und Pyramidenenebenen 1. Art des Typs $\{10\bar{1}n\}$ stattfinden, jede der gegebenen $\{10\bar{1}n\}$ -Ebenen kann jedoch nur einen der 3 möglichen $\pm 1/3 \langle 11\bar{2}0 \rangle$ Burgers-Vektoren enthalten. Eine Versetzung mit einem Burgers-Vektor dieser Art kann jedoch nicht in Prismen- und Pyramidenenebenen 2. Art des Typs $\{11\bar{2}n\}$ gleiten.

Die Aufspaltung von a-Versetzungen in Halbversetzungen in der Basisebene konnte auch experimentell zumindest indirekt bestätigt werden (Tabelle 2). So wurden bei Kobalt, das eine niedrige Stapelfehlerenergie hat, entsprechende Ver-

setzungsreaktionen in der Basisebene beobachtet (15). Bei den anderen Metallen mit hoher Stapelfehlerenergie konnten keine Beobachtungen von intrinsischen Stapelfehlern gemacht werden, da die Versetzungen offenbar nicht weit genug aufgespalten sind.

Aufspaltung von a-Versetzungen in Prismenebenen erster Art $\{10\bar{1}0\}$

In der Prismenebene erster Art $(10\bar{1}0)$ ist eine Aufspaltung der a-Versetzungen nach (31), (32)

$$\frac{1}{3} [1\bar{2}10] \rightarrow \frac{1}{18} [4\bar{6}23] + \frac{1}{18} [2\bar{6}4\bar{3}] \quad (\text{Gl. 3})$$

oder nach (33)

$$\frac{1}{3} [1\bar{2}10] \rightarrow \frac{1}{6} [1\bar{2}1\bar{1}] + \frac{1}{6} [1\bar{2}11] \quad (\text{Gl. 4})$$

möglich. Berücksichtigt man die Welligkeit der Prismenebenen und deren ungleichmäßigen Abstand untereinander, so erscheint die Aufspaltung der a-Versetzung in der Prismenebene nach (Gl. 3) gegenüber der nach (Gl. 4) energetisch günstiger (4); beide Reaktionen dürften jedoch gegenüber der Aufspaltung in der Basisebene energetisch benachteiligt sein. Das könnte erklären, warum auch bei Metallen mit schwach unternormalem c/a-Achsenverhältnis (z. B. Co, Mg) Basisgleiten gegenüber Prismengleiten begünstigt ist.

Der Frage, warum Beryllium mit dem niedrigsten c/a Achsenverhältnis als die große Ausnahme nicht auf der Prismen- sondern auf der Basisebene in a-Richtung gleitet, wurde folgender Vorschlag zur Aufspaltung (34) gegenübergestellt:

$$\frac{1}{3} [11\bar{2}0] \rightarrow \frac{1}{9} [11\bar{2}0] + \frac{2}{9} [11\bar{2}0] \quad (\text{Gl. 5})$$

Hierdurch entsteht ein Stapelfehlerband, bei dem sich die $\{10\bar{1}0\}$ Ebene des hcp Gitters der $\{112\}$ Ebene des bcc Gitters angleicht. Diese Strukturähnlichkeit wird nach (30) durch folgende Aufspaltung noch verbessert:

$$\frac{1}{3} [11\bar{2}0] \rightarrow \frac{1}{6} [12\bar{3}0] + \frac{1}{6} [10\bar{1}0] \quad (\text{Gl. 6})$$

Aufbauend auf diesem Transformationskonzept (34) ist nach einer vergleichenden Auswertung (35) die Bildung eines Stapelfehlers auf der Basis- oder Prismenebene mit der Tendenz des hcp Gitters verbunden, in die bcc oder fcc Struktur zu transformieren. Demnach gleitet ein hcp Metall primär auf der Basis- oder Prismenebene, je nachdem, ob das Verhältnis aus den Unterschieden in der freien Energie für die Transformation hcp-bcc über hcp-fcc größer oder kleiner als 1 ist. Dieses Modell der relativen Stabilität der hcp Gittertransformation in die bcc- bzw. fcc Struktur (35) ergibt für alle hexagonalen Metalle eine widerspruchsfreie

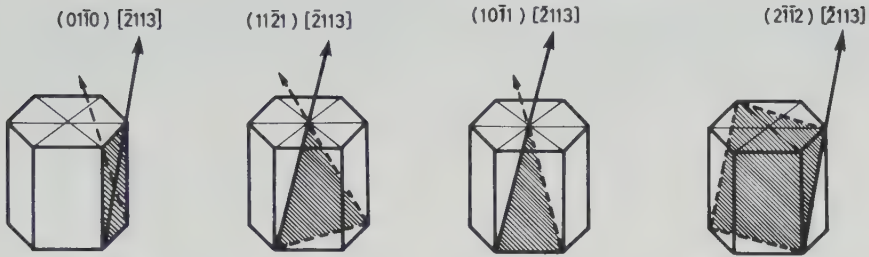


Bild 6. Mögliche Gleitebenen für (c+a)-Burgers Vektoren in hcp Metallen (nach (29)).

Vorhersage des Gleitsystems mit einem a-Burgers-Vektor auf einer Prismen- bzw. Basisebene, einschließlich der Temperatur- und Legierungsabhängigkeit (30).

Stapelfehlerenergien für Aufspaltungen von a-Versetzungen in der Prismenebene sind für Ti, Zr und Be gemessen bzw. nach dem Transformationskonzept abgeschätzt worden und sind ebenfalls in Tabelle 2 mit aufgelistet.

Aufspaltung von a-Versetzungen in Pyramidenebenen erster Art, verschiedener Ordnung $\{10\bar{n}\}$, ($n = 1, 2, 3, \dots$)

Bei den Pyramidenebenen sind unabhängig vom c/a Achsenverhältnis immer die Pyramidenebenen erster Art und erster Ordnung $\{10\bar{1}1\}$ die dichtest gepackten Ebenen. In dieser Ebenen-Familie ist, abgesehen von der (c+a)-Richtung, auch die a-Richtung enthalten. Eine Aufspaltung der a-Versetzung in unvollständige Versetzungen ist aber für diese Pyramidenebenen wie auch für die Ebenen höherer Ordnung wegen der Nächsten-Nachbarn-Verletzungen unwahrscheinlich.

Aufspaltung von (c+a)-Versetzungen auf Prismenebenen erster Art und Pyramidenebenen verschiedener Art und Ordnung

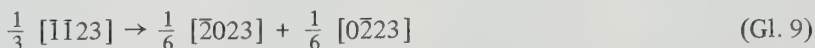
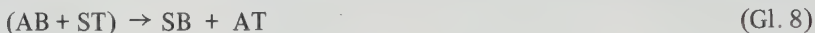
Neben der Prismenebene erster Art $\{10\bar{1}0\}$ enthalten auch die Pyramidenebenen $\{10\bar{1}1\}$, $\{11\bar{2}1\}$ und $\{11\bar{2}2\}$ (c+a)-Burgers-Vektoren (36) (Bild 6).

Während eine Aufspaltung der (c+a)-Versetzungen in der Prismenebene wegen der Nächsten-Nachbarn-Verletzungen unwahrscheinlich ist, so ist diese Aufspaltung auf Pyramidenebenen unter Energiegewinn möglich.

Untersuchungen an Beryllium (37) mit Gleitspuren auf der $\{11\bar{2}2\}$ -Ebene führten zu dem Vorschlag der einfachen Aufspaltung nach

$$\frac{1}{3} [11\bar{2}3] \rightarrow [0001] + \frac{1}{3} [11\bar{2}0] \quad (\text{Gl. 7})$$

Nach (3) wird eine Aufspaltung auf der $\{11\bar{2}2\}$ -Ebene mit der Reaktion (vgl. Bild 4)



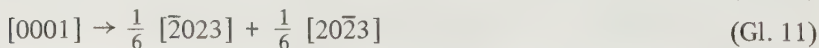
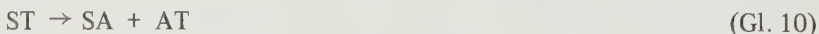
beschrieben, wobei Stapelfehler in der Basisebene durch Diffusion (Klettern) entstehen.

Die Atombewegungen, die für (c+a)-Gleiten in hcp Metallen notwendig sind, wurden von *Rosenbaum* (31) an einem Kugelmodell für die Pyramiden-ebene $\{11\bar{2}2\}$ diskutiert. Nach dem Konzept von *Kronberg* (38), (39) über die zonale Aufspaltung beschreibt *Rosenbaum* den Gleitvorgang mit der Bildung eines gleitfähigen zwillingsähnlichen Stapelfehlers durch Aufspalten in 3 Teilversetzungen in 3 aufeinanderfolgenden $\{11\bar{2}2\}$ -Ebenen. Dieses Modell läßt sich entsprechend auf die Pyramiden-ebenen $\{10\bar{1}1\}$ und $\{11\bar{2}1\}$ anwenden. Diese beiden Ebenentypen zeichnen sich gegenüber den $\{11\bar{2}2\}$ -Pyramiden-ebenen dadurch aus, daß sie in jeder Ebene je zwei Gleitrichtungen mit (c+a)-Burgers-Vektoren anbieten, während die $\{11\bar{2}2\}$ -Ebenen jeweils nur einen (c+a)-Burgers-Vektor enthalten (vgl. Bild 6). D.h. insgesamt können auf den beiden erstgenannten Ebenentypen jeweils zwölf Gleitsysteme betätigt werden, in den $\{11\bar{2}2\}$ -Pyramiden-ebenen dagegen nur sechs. Das größere Angebot von Gleitsystemen, die höhere Belegungsdichte und die geringere Welligkeit (vgl. Bild 2) dürften die $\{10\bar{1}1\}$ - und $\{11\bar{2}1\}$ -Ebenen gegenüber den $\{11\bar{2}2\}$ -Ebenen daher energetisch begünstigen.

Damit bieten die Pyramiden-ebenen mit den in ihnen enthaltenen (c+a)-Burgers-Vektoren die Möglichkeit, Verformungen mit c-Komponente auch durch Gleiten zu erklären, was sonst üblicherweise der Zwillingsbildung zugeschrieben wird. Allerdings scheinen trotz der Möglichkeit derartiger Versetzungskonfigurationen die kritischen Schubspannungen für (c+a)-Gleiten hoch zu sein.

Aufspaltung von c-Versetzungen in Prismenebenen erster und zweiter Art

c-Versetzungen sind in den Prismenebenen 1. Art $\{10\bar{1}0\}$ und 2. Art $\{11\bar{2}0\}$ enthalten. Eine Aufspaltung auf der $(1\bar{2}10)$ -Ebene läßt sich nach (4) wie folgt beschreiben (vgl. Bild 4):



Diese Reaktion kann Stapelfehler in der Basisebene erzeugen, wenn Diffusion (Klettern) stattfinden kann.

In Metallen mit hoher Stapelfehlerenergie dürfte Prismengleiten und Pyramidengleiten bei erhöhten Temperaturen begünstigt sein, da sich durch die thermische Aktivierung die aufgespaltenen Versetzungen zusammenziehen und auf diese Weise querleiten können (13).

2.1.2 Zwillingsbildung

Die Zwillingsbildung – auf Pyramidenebenen verschiedener Art und Ordnung – wird in hcp Metallen üblicherweise zur Erklärung von Verformung mit c-Komponenten herangezogen (1) bis (4), (9).

Tabelle 3. Zwillingsysteme und ihre Elemente für verschiedene hcp Metalle (nach (3)).

Vorhergesagte Zwillingsysteme				
K_1	K_2	η_1	η_2	in
$\{10\bar{1}2\}$	$\{10\bar{1}2\}$	$\langle 10\bar{1}1 \rangle$	$\langle 10\bar{1}1 \rangle$	Cd, Zn, Mg, Co, Zr, Ti, Be
$\{22\bar{4}1\}$	$\{0001\}$	$\langle 1, 1, \bar{2}, \bar{1}2 \rangle$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	–
$\{10\bar{1}1\}$	$\{10\bar{1}3\}$	$\langle 10\bar{1}2 \rangle$	$\langle 30\bar{3}2 \rangle$	Mg
$\{10\bar{1}1\}$	i	i	$\langle 4153 \rangle$	Mg
$\{20\bar{2}1\}$	$\{0001\}$	$\langle 10\bar{1}4 \rangle$	$\langle 10\bar{1}0 \rangle$	–
$\{11\bar{2}1\}$	$\{0001\}$	$\langle 11\bar{2}5 \rangle$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	Zr, Ti, Graphit, Re
$\{10\bar{1}3\}$	$\{10\bar{1}1\}$	$\langle 30\bar{3}2 \rangle$	$\langle 10\bar{1}2 \rangle$	Mg
$\{10\bar{1}3\}$	i	i	$\langle 21\bar{1}3 \rangle$	Mg
i	i	i	i	Mg
($\{1013\}$ Doppel - Zwillingsbildung)				
$\{13\bar{4}0\}$	$\{\bar{1}100\}$	$\langle 75\bar{2}0 \rangle$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	–
$\{13\bar{4}1\}$	$\{\bar{1}101\}$	i	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	–
$\{13\bar{4}2\}$	$\{\bar{1}102\}$	i	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	–
$\{22\bar{4}3\}$	$\{0001\}$	$\langle 11\bar{2}4 \rangle$	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	–
$\{10\bar{1}4\}$	$\{10\bar{1}0\}$	$\langle 20\bar{2}1 \rangle$	$\langle 0001 \rangle$	Mg
$\{11\bar{2}2\}$	$\{11\bar{2}4\}$	$\langle 11\bar{2}3 \rangle$	$\langle 22\bar{4}3 \rangle$	Zr, Ti
$\{11\bar{2}4\}$	$\{11\bar{2}2\}$	$\langle 22\bar{4}3 \rangle$	$\langle 11\bar{2}3 \rangle$	Mg, Ti
$\{30\bar{3}4\}$	–	–	–	Mg
$\{11\bar{2}3\}$	–	–	–	Zr, Ti

Die meisten hcp Metalle bilden Zwillinge vom Typ $\{10\bar{1}2\}$; deshalb wird das $\{10\bar{1}2\}$ Zwillingsystem häufig auch als „normale“ Zwillingsbildung bezeichnet. Zusätzlich treten jedoch insbesondere in Metallen mit unternormalem Achsenverhältnis noch sogenannte „anormale“ Zwillingsysteme auf, die Pyramidenebenen 1. und 2. Art verschiedener Ordnung als Zwillings Ebenen benutzen. Eine Zusammenstellung der in verschiedenen Metallen beobachteten Zwillingsysteme ist in Tabelle 3 gegeben. Einige der Systeme sind vollständig in ihren Elementen bestimmt, andere sind es nur teilweise oder werden lediglich vorhergesagt.

Aus Tabelle 3 geht hervor, daß je nach Metall unterschiedliche Zwillingsysteme wirksam werden können. Dies beruht – wie bei den Gleitvorgängen (vgl. Kap. 2.1.1) – im wesentlichen auf:

- den verschiedenen c/a-Achsenverhältnissen
- den dadurch beeinflussten Packungsdichten und Gitterebenenabständen
- den unterschiedlichen Stapelfehlerenergien und damit verbunden dem Transformationsverhalten der hexagonalen Struktur.

Geometrisch lassen sich die Elemente der Zwillingsbildung mit Hilfe der Lagenkugel beschreiben (Bild 7). Bei der Zwillingsbildung wird die Nordhälfte der Lagenkugel zu einem Teilellipsoid gleichen Volumens verformt. Dabei tritt eine homogene Scherung des Kristallgitters parallel zur Äquatorebene auf, und zwar so, daß die Atomlagen vor und nach dem Umklappvorgang spiegelbildlich zu dieser Ebene liegen. Es gibt zwei Ebenen, die durch die Zwillingssscherung

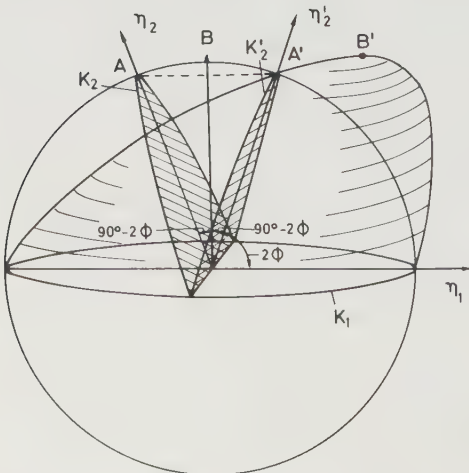


Bild 7. Beziehung zwischen Lagenkugel und Zwillingsellipsoid (nach (1)).

nicht verformt werden, d.h. die Größe aller Winkel und Richtungen in diesen Ebenen bleibt unverändert. Das ist einmal die Zwillingsenebene K_1 (die Äquator-ebene in Bild 7), die ihre Lage bei dem Schervorgang nicht verändert, und weiterhin die Ebene K_2 , die durch die Scherung nach K'_2 umklappt. Jeder Radiusvektor links von der ursprünglichen K_2 -Ebene erfährt dabei eine Stauchung, jeder Radiusvektor rechts davon eine Dehnung. Die erste und die zweite nicht verformte Ebene K_1 und K_2 liegen senkrecht zur Ebene der Scherung. Die Schnittlinie der Ebene der Scherung mit K_1 ergibt die Scherrichtung η_1 , mit K_2 die Richtung η_2 und mit K'_2 die Richtung η'_2 . Die Scherrichtung η_1 liegt also parallel zur Zwillingsenebene und hat den Scherbetrag:

$$s = \overline{AA'}, \overline{BB'} \quad (\text{Gl. 12})$$

K'_2 steht mit dem Scherbetrag s über den Winkel 2Φ , den K_2 bzw. K'_2 mit K_1 bildet, in direkter Beziehung:

$$s = 2\cot 2\Phi \quad (\text{Gl. 13})$$

Auf diese Weise ist der Scherbetrag durch die kristallographische Verknüpfung der beiden nicht verformten Ebenen festgelegt. Mit K_1 und η_2 oder mit K_2 und η_1 läßt sich somit das Zwillingsssystem vollständig bestimmen.

Folgende wichtige Unterschiede bestehen zwischen dem Verformungsvorgang durch Gleiten und dem durch Zwillingsbildung:

a) Zwillingsenebene

Zwillingsbildung tritt in Ebenen auf, die nicht notwendigerweise auch Gleitebenen sind.

b) Orientierungsänderung

Bedingt durch den Umklappvorgang wird die kristallographische Orientierung um einen bestimmten Winkel ζ sprunghaft verändert. Rotationspol ist die Normale der Ebene der Scherung, der Rotationswinkel beträgt:

$$\zeta = 2(90 - 2\Phi) \quad (\text{Gl. 14})$$

Die Orientierungsänderung ist abhängig von dem jeweiligen Zwillingsystem und vom c/a Achsenverhältnis und kann Werte bis über 90° annehmen (Werte für Zr: vgl. Kap. 2.2.2, Tabelle 4). Beim Gleiten dagegen bleibt die Orientierung oberhalb und unterhalb der Gleitebene unverändert.

c) Homogene Scherung

Bei der Zwillingsbildung wird jede Atomebene, die parallel zur Zwillingsebene liegt, gegenüber der nächsten um einen Betrag, der ein nicht ganzzahliger Bruchteil des Gitterebenenabstandes in Scherrichtung ist, verschoben. Es handelt sich also um eine homogene Scherung des Kristalls, deren Betrag mit zunehmendem Abstand von der Zwillingsebene größer wird. In Einfach-Gitterstrukturen, wie z.B. in bcc und fcc Strukturen, sind Matrix und Zwillinge durch diese homogene Scherung miteinander verbunden. In Doppel-Gitterstrukturen, wie z.B. in hcp Metallen, sind zusätzliche, kleine Atomverschiebungen in einer Richtung, die von der Scherrichtung verschieden ist, notwendig. Diese mit „Shuffling“ bezeichneten Verschiebungen (3) sind durch die ungleichmäßigen Gitterabstände und die Welligkeit der Nichtbasisebenen bedingt. Diese im mikroskopischen Bereich notwendigen Verschiebungen verändern jedoch makroskopisch die homogene Scherung nicht.

Beim Gleiten dagegen ist die Verformung auf eine diskrete Gleitebene bzw. auf voneinander getrennte Gleitzonen beschränkt. Die Gleitbeträge sind ein ganzzahliges Vielfaches des Gitterebenenabstandes in Gleitrichtung.

d) Verformungsbetrag

Der mit der Zwillingsbildung verbundene Verformungsbetrag ϵ ist abhängig von der Orientierung μ des betroffenen Kristalls mit seinem typischen c/a Achsenverhältnis, d. h. vom betätigten Zwillingssystem, von dem damit verbundenen Scherbetrag s und vom Volumenanteil V des transformierten Gitters. Für ein bestimmtes Zwillingssystem läßt sich der Zusammenhang durch folgende Formel beschreiben (10), (40):

$$\epsilon = V \cdot s \cdot \mu \quad (\text{Gl. 15})$$

wobei

- ϵ = Druck- bzw. Zugdehnung
- V = Volumenanteil des Zwillings
- s = Scherbetrag des Zwillings
- μ = Schmid-Faktor (Kap. 2.3.1)

Während die Orientierungsänderung durch Zwillingsbildung groß sein kann (Kap. 2.1.2b), ist der Beitrag der Zwillingsbildung zur Gesamtverformung im Vergleich zum Gleiten nur gering. Beispielsweise ist die vollständige Transformation ($V = 100\%$) eines Mg Einkristalls in seine $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillingslage ($s = 0.131$) bei günstigster Orientierung ($\mu = 0,5$) nur mit etwa 6,5 % Dehnung verbunden (Werte für Zr: Kap. 2.2.2, Tabelle 5). Dennoch ist die Zwillingsbildung wesentlich für die Duktilität, weil durch die Gitterrotationen – eventuell durch Sekun-

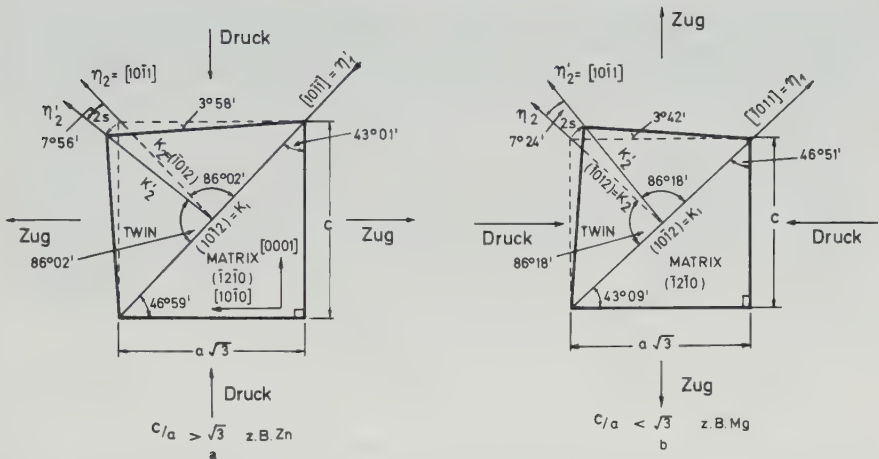


Bild 8. Abhängigkeit der Verformungsrichtung vom c/a -Achsenverhältnis am Beispiel $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillingsbildung für $c/a > \sqrt{3}$ (Abb. 8a) und für $c/a < \sqrt{3}$ (Abb. 8b) (nach (4)).

där- oder Folgezwillingsbildung – wieder Orientierungen erreicht werden, die günstig für Gleiten sind und auf diese Weise große Verformungsbeträge zulassen (Kap. 3 und 4).

e) Richtungsabhängige Verformung

Während der Gleitvorgang für Zug oder Druck geometrisch reversibel ist, sind die Zwillingsbildungssysteme infolge der kristallographischen Beziehung der gestauchten und gedehnten Orientierungen richtungsabhängig. Ob ein bestimmtes Zwillingsystem zu einer Verlängerung bzw. Verkürzung in c -Richtung führt, ist – abgesehen von der kristallographischen Orientierungsbeziehung – auch vom c/a Achsenverhältnis abhängig. Dies ist am Beispiel der $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillingsbildung in Bild 8 dargestellt. Für $c/a > \sqrt{3}$ ist Zwillingsbildung durch Druck parallel zur c -Achse (Verkürzung) und für $c/a < \sqrt{3}$ durch Zug parallel zur c -Achse (Verlängerung) begünstigt (4). Für $c/a = \sqrt{3}$ ist keine $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillingsbildung möglich (41). Entsprechende Überlegungen lassen sich auch für andere Zwillingsysteme anstellen.

f) Versetzungsaufspaltung

Wie beim Gleiten, so wird auch bei der Zwillingsbildung ein Versetzungsmechanismus zur Erklärung herangezogen. Allerdings sind es keine vollständigen Ver-

setzungen, sondern den Halbversetzungen verwandte sogenannte Zwillingsversetzungen. Mögliche Versetzungsmodelle für Zwillingsbildung in hexagonalen Metallen werden von *Westlake* (42), *Rosenbaum* (31) sowie von *Chyung* und *Wei* (43) diskutiert.

g) Kritische Schubspannung

Die kritische Schubspannung für Zwillingsbildung wird nicht nur von der Linien-
spannung der Ursprungsversetzung abhängen wie beim Gleiten, sondern auch von der
Oberflächenspannung der Zwillingsgrenzen. Deswegen kann man annehmen,
daß die kritische Schubspannung für Zwillingsbildung – wenn es überhaupt eine
solche gibt (3) – größer ist, als die für Gleiten (siehe auch Kap. 2.3.2).

2.1.3 Knickbänder

Die Bildung von Knickbändern ist ein weiterer Verformungsmechanismus, der
insbesondere in hexagonalen Metallen (44), (45) wie Mg (46), Zn (12), Cd (47),
Ti (48) bis (50) und Zr (40), (51), (52) auftreten kann. Ähnliche Knickbänder
bilden sich allerdings auch in fcc Metallen wie in Al, Mo und in α -U (53) bis (56).

Die von *Orowan* (47) beobachteten Knickbänder in Cd Stäben, die bei
Druckverformung in Richtung der Stabachse auftraten, gibt Bild 9 zusammen
mit einer entsprechenden Schemaskizze wieder.

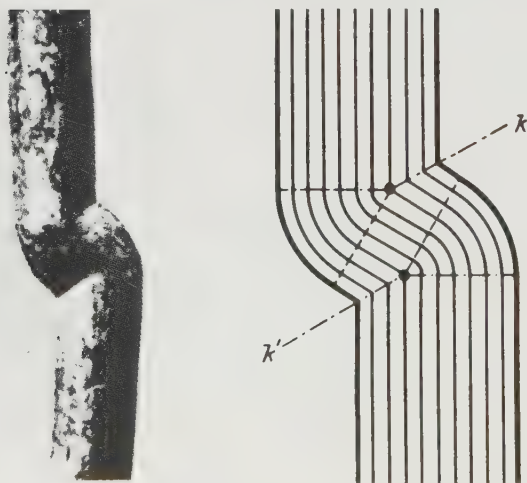


Bild 9. Knickbank in CD-Einkristall (nach (40)).

Bei der Bildung eines Knickbandes wird – wie bei der Zwillingsbildung – ein Kristallteil in eine andere Kristallorientierung athermisch übergeführt. Im Gegensatz zur Zwillingsbildung entstehen die Knickbänder jedoch allmählich mit zunehmender Verformung und nicht sprunghaft. Dabei steht weder die neue Orientierung noch die Ebene des Knickbandes kk' in besonderer Beziehung zum Ausgangsgitter. Die Knickebene kann eine $\{11\bar{2}0\}$ -Kippebene sein (52), die Versetzungen mit a-Burgers-Vektoren enthält; es werden jedoch auch Knickebenen gefunden, die $\{10\bar{1}0\}$ -Ebenen enthalten und oftmals mit Zwillingen vergesellschaftet sind (57) bis (59). Diese Angleich-Knickbänder enthalten zwei verschiedene a-Burgers-Vektoren.

2.2 Verformungsmechanismen in Zirkonium und Zircaloy

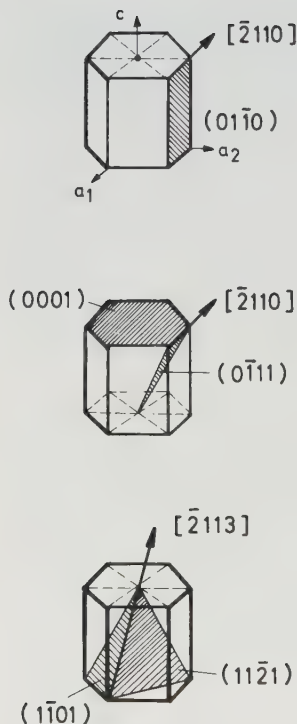
2.2.1 Gleitsysteme

In der α -Struktur des Zirkoniums findet Gleiten – zumindest bei RT und Temperaturen bis etwa 500°C – vornehmlich auf den Prismenflächen erster Art $\{10\bar{1}0\}$ in a-Richtung $\langle 1\bar{2}10 \rangle$ statt (14), (40), (60) bis (67), (Bild 10a). In der gleichen Richtung wurde bei erhöhten Temperaturen auch Gleiten auf der Basis-ebene (0001) festgestellt (40), (67), (68), (Bild 10b). In Bereichen von Spannungskonzentrationen, wie z. B. an Korngrenzen, treten auch $\{10\bar{1}1\}$ -Gleitspuren auf (62), (66), (69), (Bild 10b). Ein Gleitsystem mit einer Komponente in c-Richtung konnte bisher nur unter Zwangsbedingungen und bei erhöhten Verformungstemperaturen beobachtet werden. Es handelt sich hierbei um Gleiten auf Pyramidenebenen 1. und 2. Art $\{10\bar{1}1\}$ und $\{11\bar{2}1\}$ in (c+a)-Richtung (36), (70), (71), (Bild 10c). Als weitere Gleitebenen ohne direkten Nachweis der Gleitrichtung werden genannt: $\{10\bar{1}2\}$, $\{10\bar{1}3\}$ (64) und $\{11\bar{2}2\}$ (62), (66).

Gleiten auf Nicht-Basisebenen mit zumindest einer c-Komponente wurde mehrfach zur Erklärung der beobachteten Duktilität in Zr und anderen hcp Metallen aus folgenden Gründen gefordert:

Das in Zr wirksame Hauptgleitsystem ist Prismengleiten auf $\{10\bar{1}0\}$ -Ebenen in a-Richtungen $\langle 1\bar{2}10 \rangle$, besitzt also keine Komponente, die Verformungen in c-Richtung zuläßt. Außerdem enthält Prismengleiten nur zwei voneinander unabhängige Verformungssysteme. Wenn Zr dennoch gute Duktilität aufweist, müssen andere Verformungsmechanismen das von Mises'sche Kompatibilitätskriterium (Kap. 2.3.5) erfüllen. Da Korngrenzengleiten und Zwillingsbildung wegen der geringen Verformungsbeträge als nicht ausreichend betrachtet werden (72), (73), wurde Pyramidengleiten mit (c+a)-Burgers-Vektoren zur Erklärung der beobachteten Duktilität wiederholt gefordert (10), (74), (75), (76).

Darüber hinaus ist bekannt, daß bei höheren Verformungstemperaturen die Zwillingsbildung – eine athermische Transformation – zugunsten von thermisch

Bild 10. Gleitsysteme in α -Zirkonium (nach (36)).

aktivierbaren Gleitvorgängen immer mehr zurückgedrängt wird, andererseits aber die Duktilität in Zirkonium mit steigender Verformungstemperatur zunimmt (2) bis (4), (12), (13).

Weiterhin läßt sich die Textur in gewalztem Zr und deren Stabilität bei hohen Verformungsgraden nicht durch Prismengleiten alleine deuten. Zwar könnte eine komplizierte Sequenz von verschiedenen, aufeinander abgestimmten Zwillingsfolgen die beobachtete Textur erklären, eine einfachere, alternative Deutung würde sich jedoch durch $(c+a)$ Gleiten anbieten (9).

Derartige Überlegungen ließen die Existenz von $(c+a)$ -Burgers-Vektoren vermuten, die dann auch in gezielten Scherexperimenten an Einkristallen nachgewiesen werden konnten (36). Da man annehmen mußte, daß $(c+a)$ -Burgers-Vektoren nur unter einer relativ hohen kritischen Schubspannung wirksam werden können, wurden Zirkonium Einkristalle gezwungen, sich in einer vorgegebenen Pyramidenebene in $(c+a)$ -Richtung zu verformen. Diese Versuche wurden

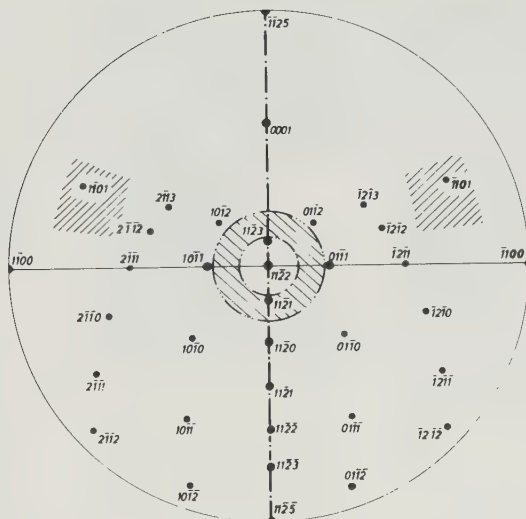
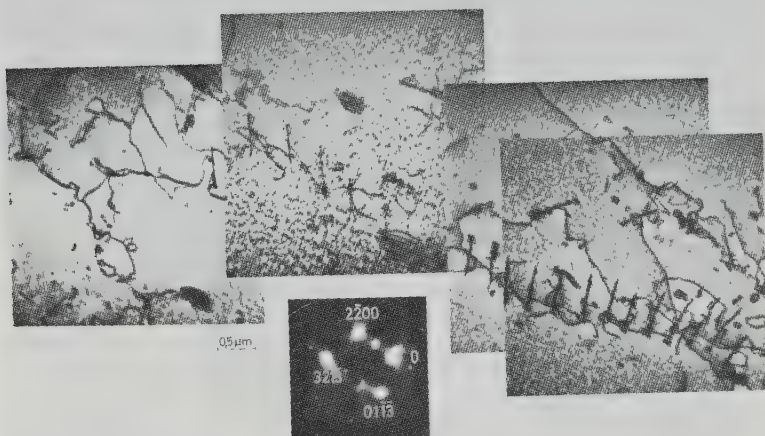


Bild 11. Versetzungsband im Kontrastbild (Abb. 11a) und orientierungsgetreue Übertragung in die stereographische Projektion der entsprechenden Folienebene (Abb. 11b) ermöglichen die Bestimmung der Gleitebene (nach (36)).

bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt, um den zusätzlichen Einfluß der thermischen Aktivierung abzudecken. Gleitebene und Burgers-Vektor wurden elektronenmikroskopisch an durchstrahlbaren Metallfolien aus dem Scherbereich der Einkristalle bestimmt (36).

Die Gleitebene läßt sich aus der Spur eines Versetzungsbandes im Kontrastbild (Bild 11a) und durch die orientierungsgetreue Übertragung in die stereographische Projektion der entsprechenden Folienebene (Bild 11b) bestimmen. Folienebene und Zonenachse der Gleitebene sind aus dem Elektronenbeugungsbild unter Berücksichtigung der Foliendicke ableitbar.

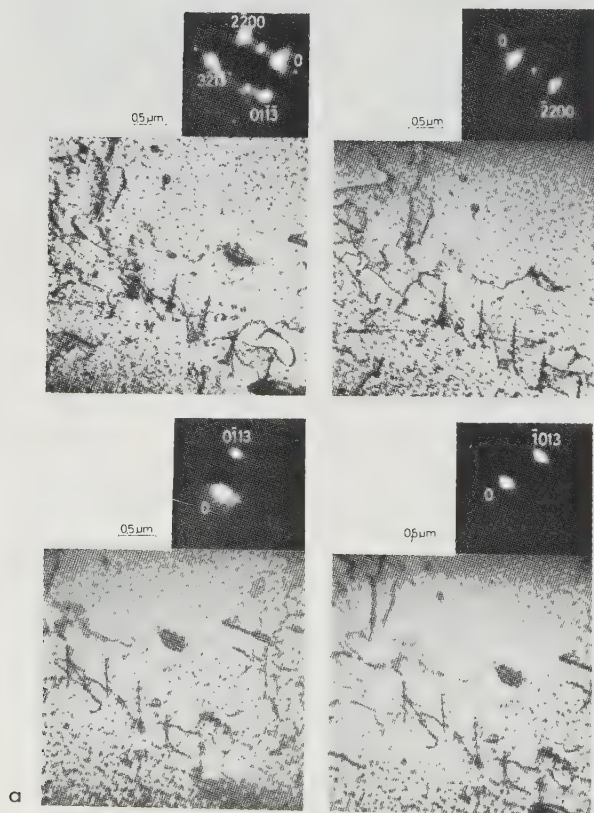


Bild 12. Kontrastbilder unter Zweistrahlbedingungen (Bild 12a) und die entsprechenden $g \times b$ -Werte für die verschiedenen vollständigen Versetzungen (Bild 12b) (nach (36)).

Gitter- vektor $\vec{g}$	Burgers Vektoren der vollständigen Versetzung $\vec{b}$									
	$\vec{a}$ TYP			$(\vec{a} + \vec{c})$ TYP						$\vec{c}$ TYP
	$\pm [11\bar{2}0]$	$\pm [\bar{1}2\bar{1}0]$	$\pm [\bar{2}110]$	$\pm [11\bar{2}3]$	$\pm [\bar{1}2\bar{1}3]$	$\pm [\bar{2}113]$	$\pm [11\bar{2}3]$	$\pm [\bar{1}2\bar{1}3]$	$\pm [\bar{2}113]$	$\pm [0003]$
$\bar{2}200$	0	± 2	± 2	0	± 2	± 2	0	± 2	± 2	0
$\bar{1}013$	∓ 1	0	± 1	± 2	± 3	± 4	∓ 4	± 3	∓ 2	± 3
$0\bar{1}13$	∓ 1	∓ 1	0	± 2	± 2	± 3	∓ 4	± 2	∓ 3	± 3
$\bar{2}112$	∓ 1	± 1	± 2	± 1	± 3	± 4	∓ 3	± 3	0	± 2

Bild 12b. Legende s. S. 22.

Die Bestimmung des Burgers-Vektors dieser das Band bildenden Einzelversetzungen ergibt sich aus Kontrastexperimenten unter Zweistrahlbedingungen mit Wechsel der beugenden Netzebenenschar (Bild 12a). Da Versetzungen, die in der reflektierenden Netzebene liegen, keinen Kontrast geben, kann man unter Erfüllung des $\vec{g} \times \vec{b} = 0$ Kriteriums den zugehörigen Burgers-Vektor bestimmen (77), (78), (Bild 12b). Dabei ist $\vec{g}$ der Gittervektor der beugenden Netzebenenschar und $\vec{b}$ der Burgers-Vektor, den es zu bestimmen gilt.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zeigen, daß ein $(c+a)$ -Burgers-Vektor in Zr wirksam werden kann, und zwar wird sein Auftreten im Bereich RT bis 750°C um so wahrscheinlicher, je höher die Verformungstemperatur ist. Als Gleitebenen für $(c+a)$ -Versetzungen ergaben sich $\{11\bar{2}1\}$ - oder $\{10\bar{1}1\}$ -Pyramidenebenen, d. h. gerade diejenigen, die aufgrund der theoretischen Betrachtungen als energetisch begünstigt anzusehen sind (vgl. Bild 2, Bild 6 und Kap. 2.1.1.2).

Abgesehen von den Pyramidengleitsystemen wurden bisher Verformungen mit c -Komponente in erster Linie durch Zwillingsbildung auf Pyramidenebenen 1. und 2. Art erklärt.

2.2.2 Zwillingsysteme

Unter Zugbelastung in Richtung der c -Achse werden vornehmlich $\{10\bar{1}2\} \langle \bar{1}011 \rangle$ -Zwillinge (28), (40), (61) bis (63), (65), (69), (79) bis (81) und seltener $\{11\bar{2}1\} \langle \bar{1}\bar{1}26 \rangle$ -Zwillinge (28), (40), (60) bis (63), (65), (66), (69), (80) bis (82) betätigt (Bild 13a). Bei Druckbeanspruchung in c -Richtung wird $\{11\bar{2}2\} \langle \bar{1}\bar{1}23 \rangle$ -Zwillingsbildung (40), (60), (62), (63), (65), (66), (69), (80), (81) und bei erhöhten

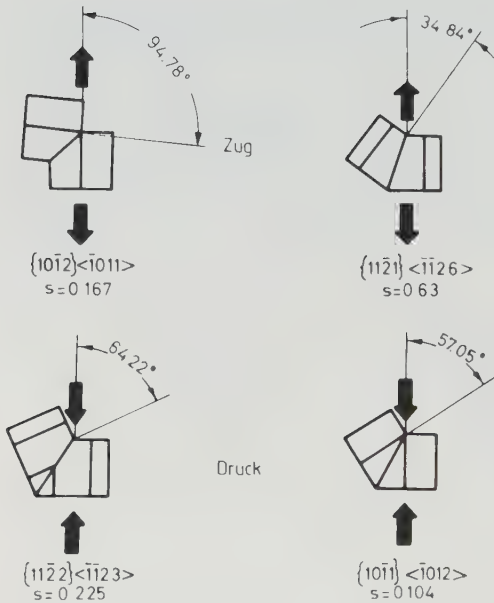


Bild 13. Zwillingsysteme in α -Zirkonium (nach (81)).

Temperaturen $\{1011\}$ $\langle 1012 \rangle$ -Zwillingsbildung (70), (71), (81) beobachtet (Bild 13b). Vereinzelt wird auch von einem noch nicht vollständig definierten Zwillingsystem auf der $\{11\bar{2}3\}$ -Compoundebene berichtet (40), (60) bis (63).

Bestimmung und Definition der 4 das jeweilige Zwillingsystem bildenden Elemente werden am Beispiel des in Zr bei erhöhten Temperaturen wirksamen $\{10\bar{1}1\}$ -Zwillingsystems in Bild 14 zusammenfassend erläutert. Aus dem Kontrastbild und den entsprechenden Beugungsgittern von Matrix und Zwilling (Bild 14a) lassen sich die jeweiligen Orientierungen in die stereographische Projektion übertragen (Bild 14b). Beide Orientierungen stehen entsprechend den in Kap. 2.1.2 dargestellten Gesetzen, die hier für das Compoundsystem eines rotationsymmetrischen Doppelgitters gelten, miteinander in Beziehung. Die Pole des Zwillingsgitters können durch eine $57,05^\circ$ -Rotation um den Pol der Ebene der Scherung, die sich hier als $(11\bar{2}0)$ -Ebene ergibt, mit dem Matrixgitter zur Koinzidenz gebracht werden. Die Scherrichtung ist durch den Schnittpunkt der Zwillingsspur K_1 mit der Spur der Ebene der Scherung zu $\eta_1 = [\bar{1}102]$ festgelegt.

Aufgrund der Kriterien:

- kleinstmöglicher Scherbetrag wegen der Netzverschiebung der Atome
- rationale Indizes wegen der hohen Gittersymmetrie

- Koinzidenz des Gitters sowohl durch Reflektion in K_1 als auch durch Rotation um η_1

ergeben sich die weiteren Zwillingselemente K_2 und η_2 zu $\{\bar{1}103\}$ und $[\bar{3}302]$. Daraus läßt sich der Scherbetrag $s = 0,1044$ ableiten. Der Pol der Scherebene und der Pol der Zwillingsebene liegen auf der Zone, auf der die Pole gleicher Indizes für Matrix und Zwilling liegen (Bild 14).

Die Zwillingselemente sowie die Gitterrotation und der Scherbetrag sind für die jeweiligen Systeme entsprechend Gl. 13 und 14 in Tabelle 4 zusammengefaßt. Die durch die Zwillingusbildung erreichbaren Verformungsbeträge sind für die in Zr wirksamen Zwillingssysteme in Tabelle 5 entsprechend Gl. 15 zusammengestellt.

Auch in Zr erlaubt die Zwillingusbildung demnach keine großen Verformungsbeträge. Dennoch kann sie eine wesentliche Rolle bei der Verformung spielen, weil Gitterbereiche, die zunächst ungünstig für Gleiten liegen, durch die Gitterrotation in für Gleiten günstige Lagen umorientiert und damit wieder größere Dehnungsbeträge möglich werden. Darüber hinaus muß damit gerechnet werden, daß die Zwillingusbildung selbst an Stellen örtlicher Spannungskonzentra-

Tabelle 4. Zwillingselemente für die in Zirkonium beobachteten Zwillingssysteme $\{10\bar{1}2\}$, $\{11\bar{2}1\}$, $\{11\bar{2}2\}$ und $\{10\bar{1}1\}$ (c/a-Achsenverhältnis = 1,5931) (nach (81)).

Zwillingsebene	Zwillingsscherrichtung	Zweite nicht verzerrte Ebene	Richtung d. Schnittlinie zwischen K_2 und der Ebene der Scherung	Ebene der Scherung senkrecht zu K_1 und K_2	Scherbetrag	Gitterrotation	Literatur Zitat
K_1	η_1	K_2	η_2		s	ϕ	
$\{10\bar{1}2\}$	$\langle\bar{1}011\rangle$	$\{1012\}$	$\langle10\bar{1}1\rangle$	$\{1\bar{2}10\}$	0,167	$94,87^\circ$	) bis)
$\{11\bar{2}1\}$	$\langle\bar{1}126\rangle$	$\{0001\}$	$\langle11\bar{2}0\rangle$	$\{1100\}$	0,63	$34,84^\circ$	) bis)
$\{11\bar{2}2\}$	$\langle\bar{1}123\rangle$	$\{1\bar{1}24\}$	$\langle22\bar{4}3\rangle$	$\{1100\}$	0,225	$64,22^\circ$	) bis)
$\{10\bar{1}1\}$	$\langle\bar{1}012\rangle$	$\{1013\}$	$\langle30\bar{3}2\rangle$	$\{1\bar{2}10\}$	0,1044	$57,05^\circ$	) bis)

Tabelle 5. Erreichbare Dehnungen ϵ in % (maximal bzw. parallel zur c-Achse) für die in Zr wirksamen Zwillingssysteme unter der Annahme vollständiger Transformation in die Zwillinglage (+ $\hat{=}$ Zug // c; - $\hat{=}$ Druck // c).

Zwillingssystem	Scherbetrag	ϵ in % für $\mu_{\max}=0,5$	für Belastung $\parallel$ c - Achse μ	ϵ in %
$\{10\bar{1}2\}$	0,167	+ 8,35	0,497	+ 8,3
$\{11\bar{2}1\}$	0,63	+31,5	0,278	+ 17,5
$\{11\bar{2}2\}$	0,225	-11,25	0,45	- 10,15
$\{10\bar{1}1\}$	0,1044	- 5,22	0,442	- 4,62

tionen, wie z.B. an Zwillingsgrenzen oder durch Wechselwirkung zwischen Versetzungen und Zwillingsbildung, neue Gleitsysteme aktiviert. Diese Möglichkeit ist insbesondere für Gleitsysteme mit $(c+a)$ -Burgers-Vektoren diskutiert worden (2), (83) bis (86).

2.3 Einflußfaktoren auf die Verformungsmechanismen

Für eine Vorhersage, ob Gleiten oder Zwillingsbildung oder noch spezieller, welches der genannten Verformungssysteme wirksam werden wird, müssen in Betracht gezogen werden:

2.3.1 Schmid-Faktor

Der Schmid-Faktor (16) ist die rein geometrische Beziehung zwischen dem jeweiligen Verformungssystem und der Kraftwirkungsrichtung. Die auf der Gleitebene in Gleitrichtung wirkende Schubkraft τ steht mit der äußeren Kraftwirkungsrichtung und den Probenabmessungen in folgender geometrischer Beziehung (Bild 15):

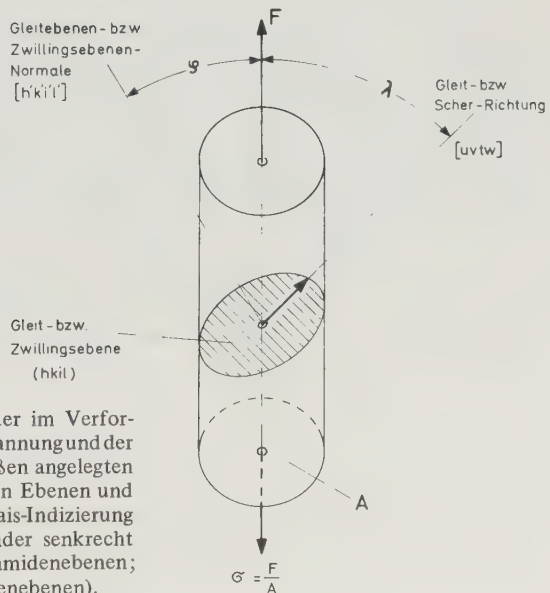


Bild 15. Beziehung zwischen der im Verformungssystem wirksamen Schubspannung und der an einem Einkristall-Stab von außen angelegten Kraft. ($[h'k'l']$), da in hcp Gittern Ebenen und Richtungen gleicher Miller-Bravais-Indizierung nicht notwendigerweise aufeinander senkrecht stehen. Gilt z.B. für alle Pyramidenebenen; Ausnahmen sind Basis- und Prismenebenen).

$$\tau = \frac{F}{A} \cdot \cos \varphi \cos \lambda, \quad (\text{Gl. 16})$$

wobei

$$\mu = \cos \varphi \cos \lambda \quad (\text{Gl. 17})$$

der sogenannte Schmid-Faktor ist. Dabei bedeutet:

τ = Schubspannung auf der Gleitebene in Gleitrichtung (rss = resolved shear stress)

F = Kraft des äußeren Bezugssystems in Richtung der Stabachse

A = Querschnitt des Kristalls

φ = Winkel zwischen Gleitebenennormale und Kraftwirkungsrichtung des äußeren Bezugssystems

λ = Winkel zwischen Gleitrichtung und Kraftwirkung des äußeren Bezugssystems.

Diese Beziehung gilt entsprechend für Zwillingsysteme mit:

τ = Schubspannung auf der Zwillingsene in Scherrichtung

φ = Winkel zwischen der Normalen zur Zwillingsene K_1 und der Kraftwirkungsrichtung des äußeren Bezugssystems

λ = Winkel zwischen Zwillingscherrichtung η_1 und der Kraftrichtung des äußeren Bezugssystems.

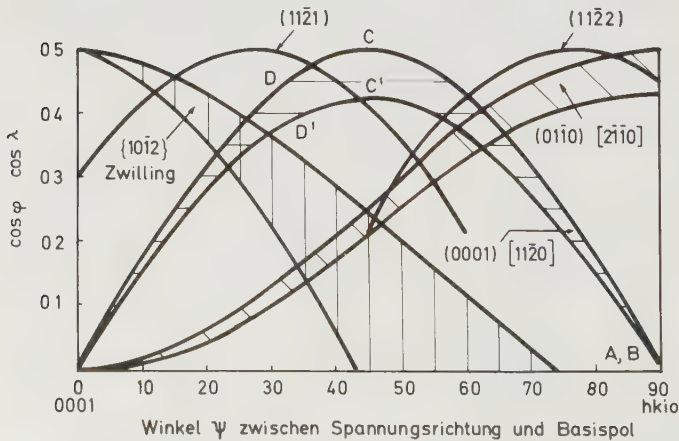


Bild 16. Orientierungsabhängigkeit des Schmid-Faktors für verschiedene in Zr beobachtete Gleit- und Zwillingsysteme (nach (40)).

Die Schubspannungen in den verschiedenen Verformungssystemen hängen bei den hcp Metallen stark von der Kraftwirkungsrichtung, insbesondere in bezug auf die c-Achse, ab. Die Orientierungs-Abhängigkeit wird durch Bild 16 verdeutlicht, in der die Schmid-Faktoren für wichtige in Zr auftretende Gleit- und Zwillingsysteme für den Winkelbereich 0 bis 90° zwischen Basispol und Kraftwirkungsrichtung dargestellt sind.

Bei bestimmten Orientierungen zeigen gerade hcp Metalle wegen des geringen Angebotes von Gleitsystemen ein ausgeprägtes Bestreben zur geometrischen Verfestigung bzw. Entfestigung. Dieses Verhalten ist ausschließlich auf eine Änderung des Schmid-Faktors infolge Gitterrotation während des Gleitvorgangs zurückzuführen und ist unabhängig von einer Verformungsverfestigung durch Versetzungsreaktionen (15).

2.3.2 Kritische Schubspannung $\tau_{(crss)}$

Die in einem Verformungssystem wirkende Schubspannung $\tau_{(rs)}$ muß einen bestimmten Wert überschreiten, bevor das System betätigt wird. Diese Schwelle wird kritische Schubspannung $\tau_{(crss)}$ ($crss$ = critical resolved shear stress) genannt und ist eine beeinflussbare Materialeigenschaft, die z. B. von der Temperatur, von Verunreinigungen sowie von der mechanischen und thermischen Vorgeschichte (Verformungs-, Rekristallisationsgrad) abhängt.

Die makroskopischen, kritischen Schubspannungen für Basis- und Prismengleiten in verschiedenen hcp Metallen sind an Einkristallen vielfach gemessen worden (63), (87), (88), doch hängen die Werte zusätzlich zu den bereits genannten Einflußparametern stark von der Prüfmethode und Meßgenauigkeit ab, so daß die Werte in der Literatur sehr schwanken.

Für Zr wurden kritische Schubspannungen ausschließlich für das Prismengleitsystem mit a-Burgers-Vektor bestimmt (60) bis (63). Für die verschiedenen

Tabelle 6. Kritische Schubspannungen $\tau_{(crss)}$ für Prismengleiten in Zr bei verschiedenen Verformungstemperaturen ((c) = unter Druck, (t) = unter Zug ermittelt).

Verf. - Temp. °C	$\tau_{(crss)}$ N/mm ²	Zitat
-197	9,8 (t)	63)
RT	6,4 (c)	60) 61) 62)
302	2 (t)	63)
802	0,2 (c)	63)

Tabelle 7. Verhältniszerte der abgeleiteten kritischen Schubspannungen für verschiedene Verformungssysteme in Zirkonium und Zircaloy nach RT-Verformungssystemen in Zirkonium und Zircaloy nach RT-Verformung (nach (91)).

Werkstoff	Verarbeitungsform	Belastbeding. bei RT	crss $\{10\bar{1}2\}$ ZW	crss $\{11\bar{2}1\}$ ZW	crss $\{11\bar{2}2\}$ ZW	Zitat
			crss $\{10\bar{1}0\}$ GL	crss $\{10\bar{1}0\}$ GL	crss $\{10\bar{1}0\}$ GL	
hcp (Zr)	–	–	1,5		2	92)
ZIRCALOY-4	Blech	Einaxial	1,55		2,03	berechnet nach Daten aus 93)
ZIRCALOY-4	Rohr	Zwei-axial	1,25	1,35	1,45	94)

Verformungstemperaturen sind die Werte in Tabelle 6 zusammengefaßt. Angaben über kritische Schubspannungen von Pyramidengleitsystemen sind weder für Zr noch für andere hcp Metalle bekannt.

Werte einer entsprechenden kritischen Auslösespannung für die verschiedenen Zwillingsysteme können nicht direkt angegeben werden, da hier die Fragen der Entstehungsphase und des Wachstums der Zwillingsbildung, d. h. ob Gleiten der Entstehungsphase der Zwillingsbildung vorangeht oder nicht, noch diskutiert werden (3), (89), (90).

Für polykristalline Werkstoffe, bei denen die Elastizitätsgrenze bzw. die 0,2 %-Dehngrenze ersatzweise für die kritische Schubspannung angegeben wird, lassen sich entsprechende Werte sowohl für Gleiten wie für Zwillingsbildung z. B. aus Zug- und Druckversuchen an texturbefaheten Proben ableiten. Mehrere, voneinander unabhängig gewonnene Meßergebnisse, sowohl an Zirkonium wie an Zircaloy, sind in Tabelle 7 zusammengestellt. Um die material- und versuchsspezifischen Ungenauigkeiten zu eliminieren, wurden hier jeweils die Verhältniszerte der abgeleiteten kritischen Schubspannungen für die verschiedenen Verformungssysteme angegeben (91).

Aus der Aufstellung ersieht man, daß die kritischen Schubspannungen bzw. die entsprechenden Auslösespannungen für die verschiedenen Zwillingsysteme in ein und demselben Material unterschiedlich, in jedem Fall jedoch größer als die für Prismengleiten sind (vgl. Kap. 2.1.2g). Dennoch muß nicht notwendigerweise das Verformungssystem mit der niedrigsten kritischen Schubspannung betätigt werden, da der Schmid-Faktor die im System wirkende Schubspannung bestimmt und dieser gerade in hcp Metallen stark von der Lage des Basispols in bezug auf die Kraftwirkungsrichtung abhängt (vgl. Kap. 2.3.1 und Bild 16).

2.3.2.1 *Abhängigkeit von Verunreinigungen und zulegierten Elementen*

Verunreinigungen und Legierungselemente können in Form von Substitutions-, Einlagerungsmischkristallen sowie in Form von Entmischungs- und Ausscheidungsphasen die kritische Schubspannung zur Auslösung des betreffenden Verformungssystems beeinflussen. Die bestimmenden Faktoren sind: Änderungen im Gitterebenenabstand und in der atomaren Belegungsdichte, Änderungen in den Spannungsfeldern infolge von Gitterverzerrungen, Änderungen in der Stapelfehlerenergie und der dadurch beeinflussten Möglichkeit, aufgespaltene Schraubenanteile zusammenzuziehen (Quergleiten bei hoher Stapelfehlerenergie).

In Versuchen über die Verformungskinetik von α -Titan stellten *Conrad* et al. (95) fest, daß sowohl beim Einkristall wie beim texturbetahteten Polykristall der Verfestigungseffekt von Substitutionsmischkristallen darauf beruht, daß die kritische Schubspannung aufgrund von Atomgrößenunterschieden und Änderungen in den Bindungskräften zwar erhöht, das Gleitsystem aber beibehalten wird. *Conrad* (96) erwartet, daß dieses für Prismengleiten bestätigte Ergebnis auch für andere in hcp Metallen mögliche Verformungssysteme gilt.

Unter anderem läßt sich auch aus Tabelle 7 ersehen, daß die Verhältniswerte der Auslösespannungen für die verschiedenen Zwillingsysteme in bezug auf die kritische Schubspannung für Prismengleiten alle mehr oder weniger beibehalten werden, obwohl die Absolutwerte z. B. durch Legieren und Verformen erhöht sein können.

Unter Berücksichtigung dieser Zusammenhänge erscheint es zulässig, daß die vorwiegend an Zirkonium gewonnenen Erkenntnisse über die Verformungsmechanismen auch auf zirkoniumreiche Legierungen wie Zircaloy übertragen werden, d. h. daß unter anderem auch an der Legierung gewonnene Daten über Verformungstexturen und mechanische Anisotropie damit erklärt werden.

2.3.2.2 *Abhängigkeit von der Verformungstemperatur*

Während die bisher dargestellten Ergebnisse für Temperaturen um etwa RT gelten, können in darunter oder darüber liegenden Temperaturbereichen bestimmte Verformungssysteme nicht mehr oder aber zusätzlich neue Verformungssysteme wirksam werden.

Generell wird bei tiefen Verformungstemperaturen Zwillingsbildung gegenüber Gleiten bevorzugt; bei hohen Temperaturen jedoch wird Gleiten gegenüber Zwillingsbildung begünstigt. Hier können thermisch aktivierte Prozesse wie die Überwindung von Spannungsfeldern der Verunreinigungsatome und das Zusammenziehen von Schraubenanteilen für Quergleiten die bestimmenden Faktoren werden. Diese Prozesse können je nach Verunreinigungsgrad und je nach Verformungsgrad unterschiedlich wirksam sein.

2.3.3 Verformungsrichtung

Für Zwillingsbildung ist zusätzlich die Abhängigkeit der verschiedenen Systeme von der makroskopischen Formänderung zu berücksichtigen, d.h. die Zwillingsmechanismen sind abhängig von der Verformungsrichtung (vgl. Kap. 2.1.2e und 2.2.2).

Bei einem Einkristall unter einaxialer Belastung würde die Angabe dieser Faktoren (2.3.1 bis 2.3.3) ausreichen, quantitative Voraussagen für das wirksam werdende Verformungssystem zu machen. Sollte, wie in allen hcp Metallen, bei bestimmten Orientierungen Zwillingsbildung wirksam werden, so lassen sich aufgrund der diskutierten Abschätzungen über die kritische Auslösespannung für Zwillingsbildung zumindest qualitative Voraussagen über die Betätigung des jeweiligen Verformungssystems anstellen.

Für Werkstoffe, die technisch eingesetzt werden, d.h. für polykristalline Werkstoffe unter Betriebsbelastungen, werden die Voraussagen wesentlich komplizierter, weil zusätzlich noch folgende Faktoren berücksichtigt werden müssen:

2.3.4 Mehrachsige Belastungsbedingungen

Im technischen Einsatz werden Werkstoffe meistens mehrachsig belastet. Die Belastungsbedingungen sind dann quantitativ nur in den wenigsten Fällen genau erfaßbar. Beispielsweise lassen sich selbst für das relativ einfach erscheinende Blechwalzen die Verformungskräfte nicht exakt angeben (97), (98). Für einen Verformungsvorgang wie z.B. das Rohrziehen oder Rohrpilgern werden die Kräftebetrachtungen noch schwieriger.

Abgesehen von dem Problem die mehrachsig wirkenden Kräfte genau bestimmen zu können, ergibt sich aber selbst bei Kenntnis der Einzelkräfte wegen des anisotropen Verformungsverhaltens metallischer Werkstoffe eine weitere Schwierigkeit. Die unter einsinniger Beanspruchung gemessene Streckgrenze erlaubt nämlich nur für homogene, isotrope Werkstoffe sichere Aussagen über den Fließbeginn unter mehrachsiger Beanspruchung. In der isotropen Plastomechanik läßt sich z.B. bei Kenntnis der drei Hauptspannungen σ_1 , σ_2 und σ_3 der Beginn einer plastischen Verformung berechnen, wenn das Fließkriterium nach *von Mises* (99) in Form der Gleichung eines der Länge nach unbegrenzten Zylinders, dessen Achse durch den Koordinatenursprung geht und zu den Koordinatenachsen die gleiche Neigung aufweist, erfüllt ist:

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2K_f^2 \quad (\text{Gl. 18})$$

Dabei wird für die Vergleichsspannung K_f häufig die im einachsigen Zugversuch ermittelte 0,2 %-Dehngrenze benutzt.

Um das anisotrope Fließverhalten metallischer Werkstoffe zu berücksichtigen, hat *Hill* (100) die von *Mises*'sche Formänderungstheorie durch die Einführung von Anisotropie-Parametern erweitert, ohne allerdings auf die Ursachen der Anisotropie einzugehen. Ansätze, die mechanische Anisotropie kristallographisch, d. h. mit Hilfe von Auswahlkriterien für wirksame Verformungsmechanismen zu begründen, machten *Taylor* (101) mit dem Prinzip der minimalen inneren Verformungsarbeit sowie *Bishop* und *Hill* (102) mit dem gleichwertigen Prinzip der maximalen äußeren Verformungsarbeit. Eine eindeutige Vorhersage der wirk-samen Verformungsmechanismen unter dreiachsigen Spannungsbedingungen steht jedoch noch aus. Erste Ansätze zur Berechnung der mechanischen Anisotropie wurden unter den vereinfachten Bedingungen ein- und zweiachsiger Belastungsfälle in texturbehafteten fcc und bcc Metallen von *Piehler* (103), *Backofen*, *Hosford* et al. (8), (104), (105) sowie von *Althof*, *Drefahl* und *Wincierz* (106) mit Erfolg angestellt.

Im Falle der hcp Metalle, für die die in Kap. 2.3.1 bis 2.3.3 genannten Faktoren sowohl die Vorhersage der Texturentwicklung als auch die Vorhersage der mechanischen Anisotropie erschweren, wurde von *Chin* und *Mammel* (107) sowie von *Thornburg* und *Piehler* (108) die Theorie entsprechend dem Prinzip der maximalen äußeren Arbeit in ersten Ansätzen erweitert. Zwischen theoretischer Ableitung und experimenteller Ermittlung von Fließortkurven wurden speziell für Zirkonium und Zircaloy z. B. von *Hosford* (109) sowie von *Dressler*, *Matucha* und *Wincierz* (94), (110) gute Übereinstimmungen erzielt.

2.3.5 Kompatibilitätsbedingungen

Unter Annahme der Volumenkonstanz müssen in einem einzelnen Korn, eingebettet in einen Vielkristallverband, entsprechend dem von *Mises*'schen Kompatibilitätskriterium (99) mindestens 5 voneinander unabhängige Verformungssysteme wirksam werden, damit sich das Korn, ohne entlang der Korngrenze aufzureißen, makroskopisch homogen verformen kann. Durch diese Kompatibilitätsbedingungen, d. h. durch die Angleichung der Verformungen an Korngrenzen und entsprechenden Struktur- und Gefügeerscheinungen, überlagert sich den von außen angelegten Spannungen zusätzlich ein kompliziertes Feld von inneren Spannungen. Dieser Einfluß, der um so ausgeprägter ist, je kleiner die Korngröße und je größer der Orientierungsunterschied zum Nachbarkorn ist, erschwert die Abschätzung der resultierenden Spannungen, die in einem Einzelkorn die Verformungssysteme auslösen. Eine quantitative Erfassung ist bisher nicht möglich.

Für Verformungen in polykristallinem Material hat *Ashby* (111) die überaus komplizierten Wechselwirkungen der Versetzungen entlang der Korngrenzen veranschaulicht (Bild 17), indem er Versetzungen im Modell so anordnet, daß

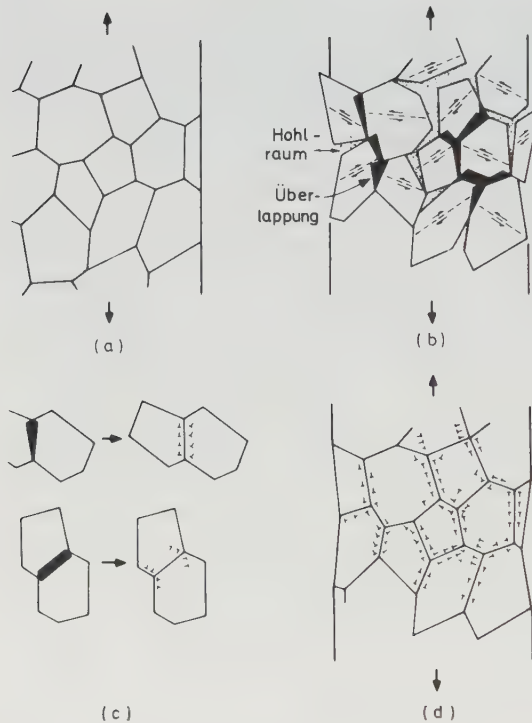


Bild 17. Verformungsmodell in einem vielkristallinen Werkstoff. Sollte sich jedes Korn eines Vielkristalles (17a) gleichmäßig verformen, würden Überlappungen und Hohlräume entstehen (17b). Diese können jedoch durch Einführen von Versetzungen ausgeglichen werden (17c und 17d) (nach *Ashby* (111)).

Überlappungen oder Hohlräume bei der Verformung ausgeglichen werden. Die Wechselwirkungen sind natürlich noch vielfältiger, wenn man Zwillingsbildung – wie bei hcp Metallen – in die Akkomodation mit einbeziehen muß.

2.3.6 Kristallographische Vorzugsorientierung

Gerade in hcp Metallen, die wegen der Anzahl und Verteilung der Verformungssysteme ausgeprägte Verformungs- und Glühtexturen bilden, muß in polykristallinen Werkstoffen die Textur mit in die Betrachtungen über eine Vorhersage der

wirksamen Verformungsmechanismen mit einbezogen werden. Hätte der Polykristall eine regellose Orientierung, dann würde die Verformungsanisotropie des einzelnen Kornes durch die regellose Orientierungsverteilung weitgehend ausgeglichen. Sind die Körner jedoch kristallographisch bevorzugt orientiert, dann nähern sich die Eigenschaften des Vielkristalls denen des Einkristalls. Das wird um so ausgeprägter sein, je stärker und schärfer die Textur und je gröber das Korn ist.

Es bestehen insbesondere für die komplizierten Verhältnisse bei den hcp Metallen bisher nur erste Ansätze, diese zusätzlichen Faktoren (Kap. 2.3.4 bis 2.3.6) quantitativ zu erfassen (Kap. 4).

3 Texturbildung

3.1 Quantitative Texturbestimmung

Voraussetzung sowohl für die Verfolgung der Texturentwicklung als auch für eine Zuordnung der Textur z. B. zur mechanischen Anisotropie ist eine exakte, quantitative Bestimmung der kristallographischen Vorzugsorientierung. Dazu braucht man vergleichbare Intensitätswerte; denn die gemessene Gitterebenenintensität einer texturbefaheten Probe muß zu derjenigen der gleichen Gitterebene einer regellos orientierten Probe in Beziehung gesetzt werden.

Für die Techniken, die bei der Texturbestimmung mit Hilfe von Röntgenstrahlen benützt werden, gibt es verschiedene Faktoren, die zu einem Intensitätsverlust durch Defokussierung (Rückstrahlmethoden) sowie durch Absorption plus Defokussierung (Durchstrahlmethoden) infolge der Bewegungen und der Geometrie von Probe und Röntgengerät führen. Die verschiedenen Techniken und notwendigen Korrekturen sind in (6) zusammengefaßt. Für die Schulz'sche Rückstrahlmethode (112), die am häufigsten angewandt wird, zeigen mehrere Arbeiten (113) bis (116), daß der Winkel zwischen Probennormale und dem Pol der beugenden Gitterebene einen starken Defokussierungseffekt bedingt, der zudem wesentlich vom Bragg'schen Beugungswinkel abhängt. Damit kann für die Rückstrahltechnik die folgende Korrekturgleichung aufgestellt werden, die die Geometrie und die physikalischen Größen der Meßanordnung sowie die Bewegungen von Probe und Goniometer vollständig beschreibt (116);

$$\frac{I_A(\Phi, \Theta, W_B, L_R)}{I_A(\Phi=0, \Theta, W_B, L_R)} = 1 - \frac{2}{(2\pi)^{1/2}} \int_{-\infty}^{-L_R/P(W_B \tan \Phi \sin 2\Theta/\sin \Theta)} e^{-y^2/2} dy \quad (\text{Gl. 19})$$

wobei I_A = Gemessene Röntgenintensität unter Abzug des Untergrundes

Φ = Kippwinkel zwischen den Normalen zur Probenoberfläche und der Normalen zur beugenden Netzebene

Θ = Bragg-Winkel aus $n\lambda = 2d \sin \Theta$

W_B = Breite des einfallenden Röntgenstrahles, gegeben durch die Schlitzbreite der Aperturblende

L_R = Breite der Zählrohrblende

P = Experimentell für jedes einzelne Gerät zu bestimmender, konstanter Faktor, der die praktisch unvermeidbaren Effekte, wie die Unebenheit der Probe, Dejustierung des Goniometers und der Probe, das Intensitätsprofil der Röntgenstrahlquelle, die Wellenlängenverteilung der Röntgenstrahlen etc. berücksichtigt (P liegt in der Größenordnung 1,0).

Das Integral berechnet den Intensitätsverlust y an der Zählrohrblende, hervorgerufen durch die Kollimation des verbreiterten, gebeugten Röntgenstrahles. Mit Hilfe dieses Convolution-Integrale bzw. einer vereinfachten, vom Computer leichter zu verarbeitenden Gleichung ist eine Korrektur des Defokussierungseffektes und damit eine quantitative Intensitätsbestimmung möglich (116). Letztere ist Voraussetzung für die klassische Darstellung von Texturen durch Polfiguren. Diese zweidimensionale Darstellung hat jedoch den Nachteil, daß viele Orientierungen in einem Punkt der Polfigur zusammenfallen. Die Mehrdeutigkeit versucht man, durch die Aufnahme mehrerer Polfiguren verschiedener kristallographischer Ebenen abzubauen.

In den vergangenen Jahren wurden mathematische Methoden entwickelt (117), (118), mit Hilfe der aus mehreren Polfiguren gewonnenen Intensitätswerte dreidimensionale Orientierungsverteilungsfunktionen zu berechnen. Diese sogenannte ODF-Analyse vermag in einer Mittelwertbildung anzugeben, wie häufig Kristalle einer beliebig vorgegebenen Orientierung in einer vielkristallinen Probe vorkommen, und stellt damit eine genauere Quantifizierung der Texturanalyse dar.

3.2 Theorie über die Entstehung von Verformungstexturen in hcp Metallen

Um die Entwicklung von Verformungstexturen verstehen und ideale Vorzugslagen berechnen zu können, muß man von den Verformungsmechanismen, d.h. von Systemen mit kristallographisch vorgegebenen Gleit- oder Zwillingssebenen und den entsprechenden Gleit- oder Scherrichtungen, ausgehen (vgl. Kap. 2).

Die verschiedenen, in der Literatur vorgeschlagenen Theorien zur Erklärung der Texturentwicklung unterscheiden sich im wesentlichen in der Frage, welche Kombination von 5 Gleitsystemen aus der Gesamtheit aller möglichen Kombinationen entsprechend dem von Mises'schen Kompatibilitätskriterium (99) ausgewählt wird. Die wirksamen Verformungsmechanismen werden nach *Taylor* (101) entsprechend dem Prinzip minimaler innerer Verformungsarbeit sowie nach *Bishop* und *Hill* (102) entsprechend dem gleichwertigen Prinzip maximaler äußerer Formänderungsarbeit ausgewählt (vgl. Kap. 2.3.4).

Diese sogenannten Formänderungstheorien sind für die kubischen Metalle, insbesondere für Verformungstexturen der fcc Metalle, erfolgreich angewandt worden (119) bis (121). Die Theorie über die Entstehung der Verformungstexturen hexagonaler Metalle ist im Vergleich dazu bisher nicht so umfassend und vollständig. Das hat mehrere Gründe (vgl. Kap. 2):

- a) In hexagonalen Metallen sind die Gleitsysteme nicht so zahlreich und nicht so symmetrisch verteilt wie in kubischen. Deshalb treten Zwillingsysteme

in Wettbewerb mit Gleiten und können je nach Verformungsbedingungen eine wesentliche Rolle spielen.

- b) Die Zwillingsbildung ist gebunden an strenge, kristallographische Orientierungsbeziehungen und stellt somit eine inhomogene Verformung dar. Demgegenüber setzen die bislang vorliegenden Formänderungstheorien eine homogene Verformung voraus.
- c) Die insgesamt größere Anzahl von Verformungssystemen (Gleit- und Zwillingsysteme) ergibt wesentlich mehr Kombinationsmöglichkeiten von 5 voneinander unabhängigen Verformungssystemen.
- d) Die Wechselwirkung zwischen Gleit- und Zwillingsystemen ist kompliziert und erschwert die Formulierung einer Theorie.
- e) Die kritischen Schubspannungen (τ_{crss}), auf denen die Verformungstheorien u. a. aufbauen, sind für die hexagonalen Metalle nur zum Teil bekannt. Für die Zwillingsysteme ist noch nicht einmal sicher, ob sie überhaupt existieren.
- f) Die Verformungssysteme im hexagonalen Gitter können von Metall zu Metall variieren und sind zum Teil noch nicht bekannt, d. h. es muß praktisch für jedes einzelne Metall die Theorie zur Entstehung der Verformungstextur abgewandelt bzw. neu aufgestellt werden.

Ansätze zur Erklärung der Verformungstexturen der hcp Metalle wurden von *Calnan* und *Clews* (122) für Zn und Mg, von *Williams* und *Eppelsheimer* (76) für Ti sowie von *Hobson* (123) für Zr gemacht.

Calnan und *Clews* (122) sagten rein theoretisch die Hauptrotationen des Kristallgitters voraus, indem sie über die Rotationstendenzen der Körner jedmöglicher Orientierung mittelten. Sie machten die Annahme, daß diejenigen Verformungssysteme wirksam werden, die ein maximales Schubspannungsverhältnis τ_{ss}/τ_{crss} haben. Ob Gleiten oder Zwillingsbildung auftritt, hängt u. a. von diesem Verhältnis ab. Ferner berücksichtigten sie, daß es einen Unterschied zwischen angelegter Spannung und effektiver Spannung gibt, der z. B. durch die Verformungsakkommodation an Korngrenzen entsteht.

Williams und *Eppelsheimer* (76) stützen sich auf diese rein theoretisch abgeleitete Vorhersage und verfolgten unter Einbeziehung der Wechselwirkung derjenigen Verformungsmechanismen, die damals für Ti bekannt waren, an einem vielkristallinen Blech anhand von (0002)- und $\{10\bar{1}0\}$ -Polfiguren die Texturentwicklung.

Diese integralen Methoden sagen natürlich nichts darüber aus, welche Verformungsmechanismen im Detail in den einzelnen Körnern nach den verschiedenen Verformungsschritten wirklich wirksam werden.

Hobson (123) verformte Zr Einkristalle verschiedener Orientierungen im Walz- und Rohrziehverfahren und verfolgte die durch die Verformungssysteme

verursachten Gitterrotationen. Daraus ergab sich, daß Zwillingsbildung im Anfangsstadium, Gleiten im Endstadium der Texturbildung eine größere Rolle spielt. Unter der vereinfachten Annahme gleicher kritischer Schubspannungen für die verschiedenen Verformungssysteme werden die Ergebnisse mit Hilfe von Schubspannungs-Konturdiagrammen diskutiert, allerdings nur jeweils für das Verformungssystem mit dem höchsten Schmid-Faktor. Die Gitterrotationen wurden erst ab 20 % Verformung verfolgt; die Texturentwicklung unterhalb dieses Verformungsgrades, die – wie die folgenden Ergebnisse zeigen – sehr vielfältig und aufschlußreich ist, wurde nicht erfaßt.

Die Hauptschwierigkeit bei der Anwendung aller bisherigen Theorien ist, daß die kritischen Schubspannungen benötigt werden, die aber für die verschiedenen Gleit- und Zwillingsysteme in hcp Metallen nicht oder nur zum Teil bekannt sind.

Deswegen wurden an einem grobkörnigen Zirkonium Vielkristall mit bekannter, weitgehend regelloser Ausgangsorientierung der einzelnen Körner die durch schrittweise Walzverformung betätigten Gleit- und Zwillingsysteme in jedem individuellen Korn verfolgt, den entsprechenden Gitterrotationen zugeordnet und mit der integralen Texturmessung verglichen (124), (125).

Der Versuch ergab, daß in einem grobkörnigen Vielkristall das „von Mises’sche Kompatibilitäts-Kriterium“ erfüllt wird, d. h. in jedem Einzelkorn werden mindestens fünf voneinander unabhängige Verformungssysteme gleichzeitig betätigt. Zusätzliche Akkomodationsverformungen werden außerdem im Bereich von Korngrenzen gefunden. Ansonsten sind die Verformungssysteme zumindest bis etwa 40 % Verformung weitgehend homogen über das Einzelkorn verteilt. Das erklärt sich aus der bei hexagonalen Metallen generell zu findenden, ausgeprägten Tendenz zur Zwillingsbildung, die sich jeweils über das gesamte Korn erstreckt.

Bei niedrigen Verformungsgraden werden neben der Zwillingsbildung ausschließlich Spuren des Hauptgleitsystems auf Prismenebenen in a-Richtung gefunden. Die dadurch verursachten Gitterrotationen laufen kontinuierlich ab, bewirken aber eine relativ geringe Umorientierung, obwohl der Verformungsbetrag groß sein kann (Bild 18).

Die Neigung zur Zwillingsbildung besteht im Vielkristallverband unabhängig von der Ausgangs-Basispollage auch bei Orientierungen, die günstig für Prismengleiten liegen und die bei Einkristallversuchen auch bis zu hohen Verformungsgraden tatsächlich keine Zwillingsbildung zeigten (123). Zwillingsbildung setzt im Vielkristall auch bei diesen Orientierungen schon nach geringen Verformungsgraden ein, z. B. 0,5 %. Umgekehrt wird jedoch auch bei Orientierungen, die weniger günstig für Prismengleiten sind, ausgeprägte Gleitlinienbildung beobachtet.

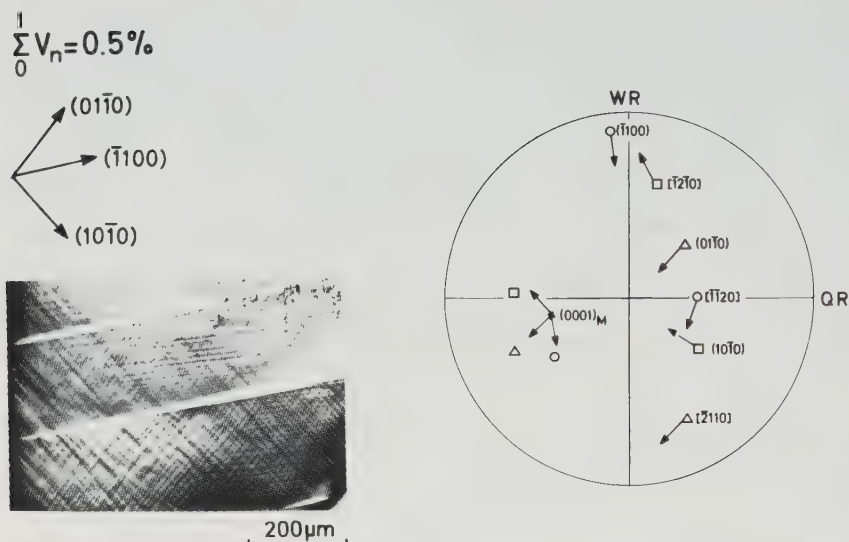


Bild 18. Kontinuierliche Gitterrotation durch Gleiter, Korn 9 (nach (125)).

Durch die Zwillingsbildung werden spontane Gitterrotationen verursacht. Drehwinkel und Verformungsbetrag dieses inhomogenen Prozesses hängen vom betätigten Zwillingssystem ab, wobei relativ große Umorientierungen bei kleinen Verformungsbeträgen erzielt werden können. Der durch Zwillingsbildung transformierte Gefügeanteil nimmt mit steigender Verformung an Volumen zu, ohne daß im wesentlichen neue Systeme auftreten.

Im einzelnen lassen sich für die Aktivierung der verschiedenen Zwillingssysteme je nach Ausgangsorientierung der Körner 3 Bereiche ableiten, deren resultierende Gitterrotationen schematisch in Bild 19 zusammengefaßt sind (125):

Für Basispolorientierungen im Bereich 0 bis 50 grd. von der Normalrichtung werden bevorzugt $\{11\bar{2}\}$ -Zwillingssysteme betätigt, und zwar unabhängig von der azimutalen Lage der Basispole. Unter Druckspannungskomponenten parallel zur c-Achse rotiert dieses Zwillingssystem den Basispol um etwa 64 grd. vom Zentrum der Polfigur weg (Bild 19a). Dadurch wird in der Zwillingslage gewöhnlich eine Orientierung erreicht, die 50 bis 90 grd. gegenüber der Normalrichtung geneigt ist. In Ausnahmefällen kann das Gitter auch über die Normalrichtung hinweg, etwa von einer + 50 grd. in eine - 15 grd. Neigung oder umgekehrt, rotiert werden.

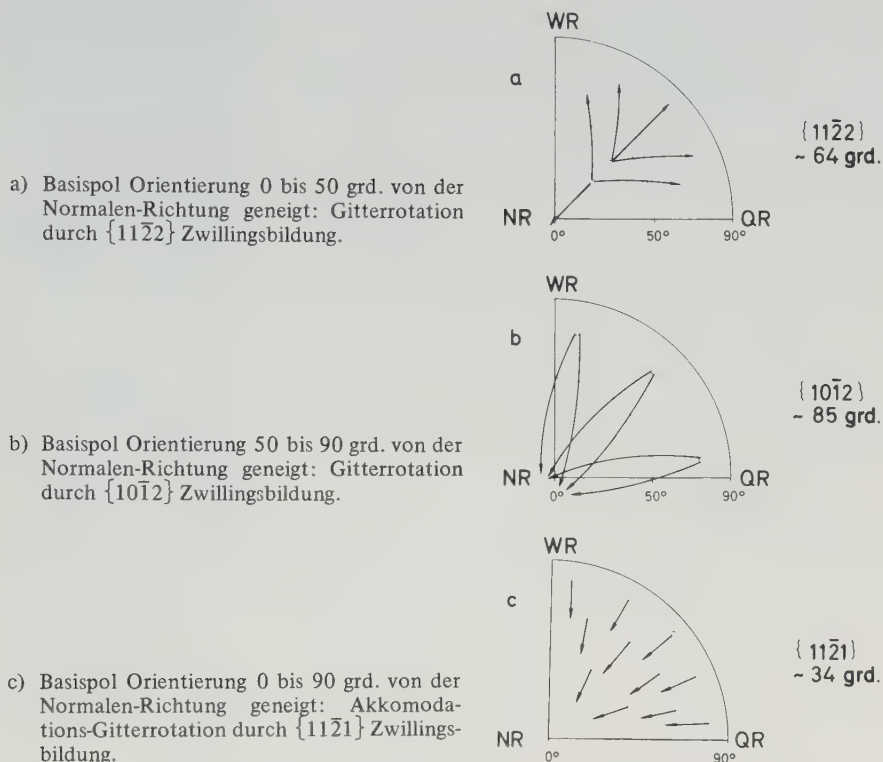


Bild 19. Spontane Gitterrotationen des Basispols durch Zwillingsbildung im Zirkonium (schematisch, nach (125)). In Abhängigkeit von der Ausgangsorientierung der Matrix werden verschiedene Zwillingsysteme aktiviert.

Für Basispolorientierungen im Bereich 50 bis 90 grd. von der Normalrichtung werden bevorzugt $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillingsysteme betätigt, und zwar wiederum unabhängig von der azimutalen Lage der Basispole. Unter Zugspannungskomponenten parallel zur c-Achse, rotiert dieses Zwillingsystem den Basispol um etwa 85 grd. zum Zentrum der Polfigur hin, und zwar auch über die Normalrichtung hinweg (Bild 19b). Dieser Prozeß wird bei Orientierungen, die durch $\{11\bar{2}2\}$ -Zwillingsbildung in diese Bereiche, (50–90 grd. von der Normalrichtung entfernt) gebracht wurden, oftmals auch als Sekundärzwillingsbildung ausgelöst.

Über den gesamten Bereich der Referenzkugel kann außerdem $\{11\bar{2}1\}$ -Zwillingsbildung betätigt werden. Unter einer Zugspannungskomponente parallel zur c-Achse rotiert dieses Zwillingsystem den Basispol um etwa 34 grd. offenbar vorzugsweise zum Zentrum der Polfigur hin (Bild 19c). Dieses Zwillingsystem wird – auch nach Beobachtungen anderer Autoren (2), (9), (10) – weniger oft als die beiden anderen vorgenannten Zwillingsysteme wirksam. Weiterhin ist dieses System nur auf ein kleines Zwillingsvolumen beschränkt. Es wirkt daher wahrscheinlich lediglich als Komplementärsystem, um starke Gitterverzerrungen wie z. B. an Korngrenzen oder an Überschneidungen, wo verschiedene Zwillinge miteinander in Wechselwirkung treten, abzubauen.

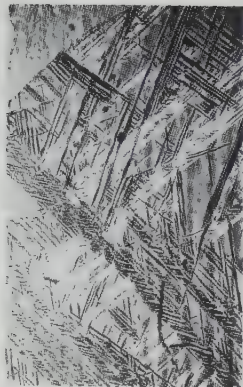
Diese Zwillingsbildungen, die zum besseren Verständnis hier getrennt beschrieben wurden, können in Wirklichkeit gleichzeitig, oftmals auch als Sekundär- oder Zwillingsbildungen höherer Ordnung, wirksam werden (125). Zusätzlich dazu müssen auch die Gleitprozesse berücksichtigt werden, woraus sich eine Vielfalt komplizierter Wechselwirkungen verschiedener Verformungssysteme ergibt. Bild 20 zeigt ein Beispiel dafür, das gleichzeitig erkennen läßt, wie die Informationen gewonnen werden können.

Die Texturentwicklung, beginnend von der Basispollage der unverformten Einzelkörner bis hin zur stabilen Endlage, ist in Bild 21 dargestellt. (Die Prismenpolfigur nach dem letzten Verformungsschritt zeigt eine $[10\bar{1}0]$ -Richtung parallel zur Walzrichtung, was für Kaltverformungstexturen in Zirkonium typisch ist).

Die Ergebnisse zeigen, daß schon nach geringen Verformungsgraden die Basispole durch Zwillingsbildung sehr schnell nahe zur Blechnormalen, d. h. in Richtung der wirkenden Druckkraft, gebracht werden. Bei 20 % Gesamtverformung ist dieser Prozeß schon sehr weit fortgeschritten. Ab 20 % bis 40 % Verformung findet eine weitere Ausrichtung der Basispole in Richtung der stabilen Endlage statt. Ab dann etwa ist auch das Gefüge ganz verzwillingt. Da ab einer bestimmten, feinen Korngröße – und hier wirken auch Zwillingsgrenzen als Kristallitbegrenzungen – eine weitere Zwillingsbildung verhindert wird (4), kann man die Aufspaltung der Basispole in die stabile Endlage $(0002) \pm 20$ bis 40 grd. in Querrichtung durch Pyramidengleitsysteme mit $(c+a)$ -Burgers-Vektoren auf $\{11\bar{2}1\}$ - oder $\{10\bar{1}1\}$ -Ebenen erklären. Die Existenz gerade dieser Systeme

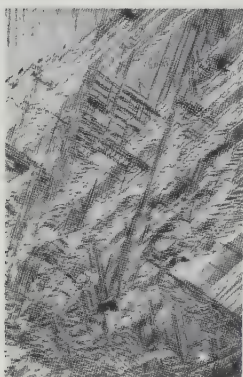
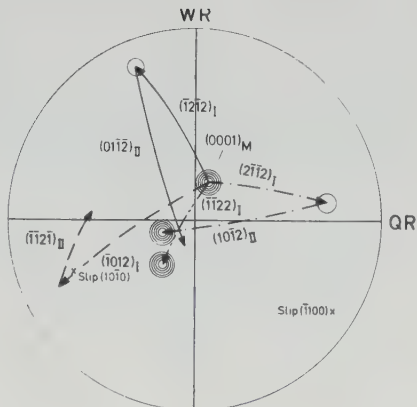
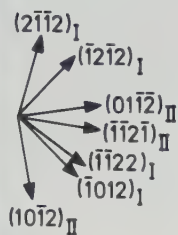
Bild 20. Spontane Gitterrotation durch Zwillingsbildung, Korn 18 (nach (125)).

- a) Gefügebild mit Verformungslinien (von oben nach unten wurde mit zunehmender Gesamtverformung immer die gleiche Stelle aufgenommen).
- b) Zugehöriger Gesamtverformungsgrad und indizierte Spuren der betätigten Verformungssysteme.
- c) Stereographische Projektion mit entsprechend abgeleiteten Gitterrotationen für den Basispol. Hier sind auch die gemessenen Basispolintensitäten durch Größe und Anzahl der Kreise schematisch eingezeichnet.



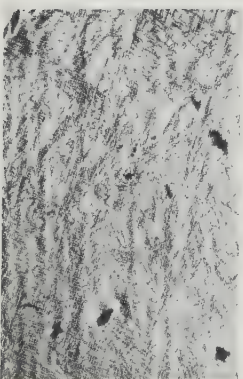
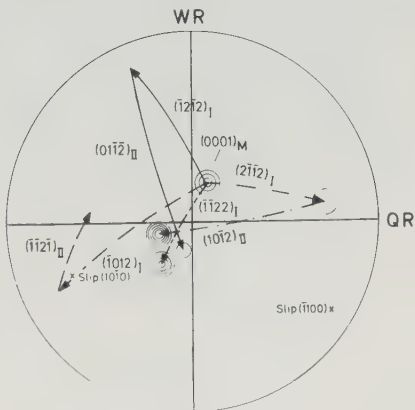
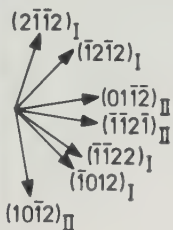
a

$$\sum_1^2 V_n = 2.0\%$$



b

$$\sum_1^3 V_n = 6.1\%$$



c

$$\sum_1^4 V_n = 18.1\%$$

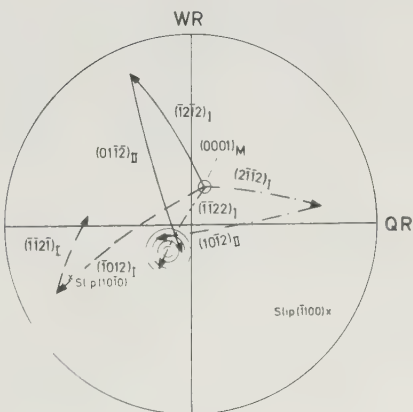
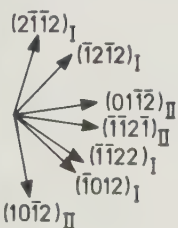




Bild 21. Entwicklung der Basispol-Vorzugsrichtung, beginnend von der (0002) Lage der unverformten Einzelkörner bis zur stabilen Endlage der Textur (nach (125)).

wurde in vorangegangenen Untersuchungen bestätigt (36). Sie treten bevorzugt unter Zwangsbedingungen auf, die bei hohen Verformungsgraden in einem stark verzwilligten Gefüge gegeben sind.

Von den beiden möglichen Pyramidenebenen $\{10\bar{1}1\}$ und $\{11\bar{2}1\}$ erscheint aufgrund von Schmid-Faktor-Überlegungen die $\{11\bar{2}1\}$ -Pyramidengleitebene als die wahrscheinlichere (36). Wie Computerberechnungen für die Bedingungen des Blechwalzens ergaben, hat das $\{11\bar{2}1\}$ -Pyramidengleitsystem gerade im Bereich der Aufspaltung der Basispole in Querrichtung mit ± 20 bis 40 grd. ein Maximum des resultierenden Schmid-Faktors (125). Demgegenüber hat das $\{10\bar{1}1\}$ -System dort geringere Werte. Das ebenfalls in diesem Zusammenhang genannte $\{11\bar{2}2\}$ -Pyramidengleitsystem zeigt die geringsten Werte in diesem Orientierungsbereich. Gleichartige Berechnungen für Basispolneigungen von der Normalen- zur Walzrichtung zeigen nach 10 bis 15 grd. – ebenfalls in Übereinstimmung mit den Texturmessungen – einen scharfen Abfall des Schmid-Faktors für alle 3 Systeme (125). Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß das $\{11\bar{2}2\}$ -Pyramidengleitsystem im Gegensatz zu den $\{11\bar{2}1\}$ - und $\{10\bar{1}1\}$ -Pyramidengleitsystemen nicht 12, sondern nur 6 Gleitmöglichkeiten je Familie anbietet. Demnach erscheint auch aufgrund dieser Überlegungen die $\{11\bar{2}1\}$ -Pyramidenebene als die wahrscheinlichste Gleitebene mit $(c+a)$ -Burgers-Vektor in Zirkonium zu sein. Es bedarf jedoch noch einer weiteren Abklärung durch zusätzliche Untersuchungen, inwieweit sich das $(c+a)$ -Gleiten auf die Entwicklung der Textur und die Konstanz der stabilen Endlage auswirkt.

3.3 Wesentliche Merkmale der Verformungstexturen in hcp Metallen

Zunächst wird ein allgemeiner Überblick über die in hcp Metallen charakteristischen Texturen gegeben. Einzelheiten und detaillierte Unterschiede, die möglicherweise auch auf ältere, ungenaue Messungen zurückzuführen sind, werden ausführlich von *Wassermann* und *Grewen* (5), *Dillamore* und *Roberts* (6), *Bunge* (7) sowie *Grewen* (126) beschrieben. Dort wird auch im einzelnen auf die Einflüsse von Verunreinigungsgrad, Legierungszusätzen, Verformungstemperatur etc. eingegangen.

Die meisten Messungen beziehen sich auf die Basispolverteilung, die in bezug auf die Anisotropie der hcp Metalle eine ausgezeichnete Rolle spielt. Weniger ist über die Verteilung der Prismenpole bekannt. Die Meßergebnisse sind unterschiedlich und ergeben kein vollkommen einheitliches Bild.

In kaltverformten Halbzeugteilen wie z. B. in Drähten, Blechen, Rohren stellt sich bei allen hcp Metallen in der Endlage die Basisebene (0001) mehr oder weniger parallel zur Verformungsrichtung ein. Abweichungen von dieser Vorzugslage, d. h. die Neigung der Basisebenen, weisen je nach Metall markante

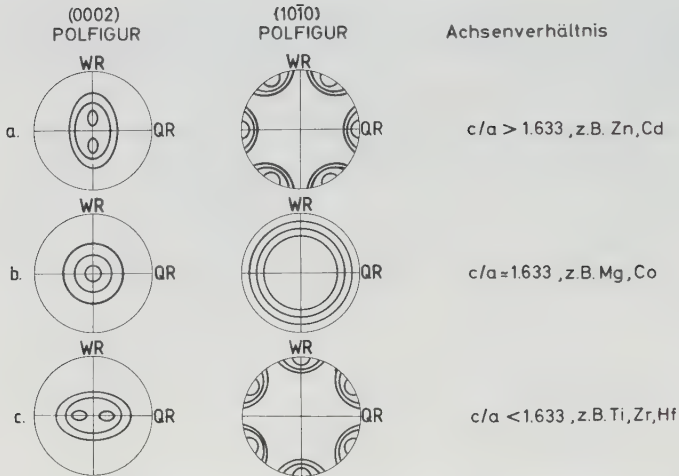


Bild 22. Walztexturen in hcp Metallen für verschiedene c/a -Achsenverhältnisse, schematisch,

- a) $c/a > 1,6333$
- b) $c/a = 1,6333$
- c) $c/a < 1,6333$

Unterschiede auf (5) bis (7), (9), (126), so daß sich die Texturen der hcp Strukturen entsprechend den c/a Achsenverhältnissen und damit entsprechend den wirksamen Verformungsmechanismen in 3 Gruppen einteilen lassen (vgl. Kap. 2.1). In Bild 22 werden diese 3 Typen am Beispiel von Blechtexturen in einem vereinfachten Schema dargestellt:

Für Metalle oder Legierungen mit übernormalem c/a Achsenverhältnis ($c/a > 1,633$), wie z. B. für Zn und Cd, ist die Lage der Basispole bevorzugt von der Normalenrichtung um ± 15 bis 25 grd. auf die Walzrichtung hin gekippt. Eine $[11\bar{2}0]$ -Richtung weist bevorzugt in Walzrichtung (Bild 22a).

Für Metalle oder Legierungen, deren c/a Achsenverhältnis annähernd gleich dem idealen Verhältnis ($c/a \approx 1,633$) ist, wie z. B. Mg und Co, konzentrieren sich die Basispole bevorzugt rotationssymmetrisch um die Normalrichtung. Die $[10\bar{1}0]$ - und $[11\bar{2}0]$ -Richtungen verteilen sich weitgehend regellos um den Pol der Basisebene ($[0001]$ -Fasertextur, $[0001]$ parallel zur Normalrichtung) (Bild 22b).

Für Metalle oder Legierungen mit unternormalem c/a Achsenverhältnis ($c/a < 1,633$), wie z. B. Zr, Ti und Hf, ist die Lage der Basispole bevorzugt von der Normalrichtung um ± 20 bis 40 grd. auf die Querrichtung hin gekippt. Eine $[10\bar{1}0]$ -Richtung weist bevorzugt in Walzrichtung (Bild 22c).

3.4 Verformungstexturen in Zirkonium und Zircaloy

Im folgenden wird ein Überblick über die kristallographischen Vorzugsorientierungen gegeben, die in Zirkonium und Zircaloy bei den gebräuchlichen Verformungsprozessen entstehen, soweit diese bisher untersucht wurden (Drahtziehen, Blechwalzen, Rohrreduzieren).

Bei vielfachen Texturuntersuchungen an Drähten, Blechen und Rohren fand man, daß sich die Basisebenen immer parallel zur Verformungsrichtung einstellen. Die Pole auf diese Ebene stellen sich jedoch je nach Verformungsbedingungen unterschiedlich ein:

- Beim Drahtziehen: Regellos in der Ebene Radiale-Tangentiale (Fasertextur), z. B. (5), (127);
- Beim Blechwalzen: In Normalenrichtung mit einer Tendenz zum Aufspalten in Querrichtung von ± 20 bis 40° , z. B. (5), (93);
- Beim Rohrreduzieren: In der Ebene Radiale-Tangentiale in Abhängigkeit von den Reduktionswerten bevorzugt in radialer Richtung, in tangentialer Richtung, in Zwischenlagen oder auch regellos (5), (128), (139).

Bei allen Herstellungsprozessen liegt im kaltverformten Zustand eine $[10\bar{1}0]$ -Richtung parallel zur Verformungsrichtung.

Von den genannten Herstellungsvorgängen ist die Eigensymmetrie des Verformungsvorganges beim Reduzieren nahtloser Rohre am niedrigsten, d. h. die bei dem Rohrherstellungsprozeß auftretende plastische Verformung ist durch den Materialfluß in Radial-, Tangential- und Axialrichtung genau festgelegt. Um so eindeutiger sind daher auch die Aussagen über die wirksamen Kräfte und die Rückschlüsse auf die zugrunde liegenden Verformungsmechanismen. Deshalb wird zunächst auf die Texturen eingegangen, die sich beim Reduzieren von Rohren einstellen.

3.4.1 Rohrtexturen

Der Rohrherstellungsprozeß ist ein komplizierter Verformungsvorgang mit dreiachsigem Spannungszustand, der je nach angewandter Herstellungstechnik unterschiedlich sein kann. Kennzeichnend für den Verformungsprozeß ist, daß die Querschnittsreduktion, R_Q , sowohl durch die Reduktion der Wanddicke, R_W , als auch durch die Reduktion des Durchmessers, R_D , oder durch eine beliebige Kombination von R_W und R_D erreicht werden kann. Die Hauptverformungen sind die Veränderungen in Wanddicke und Durchmesser, die dann zur axialen Längung des Rohres führen. Die auftretenden plastischen Verformungen sind primär durch Druckkräfte bedingt (140); beim Pilgern z. B. wird der Werkstoff

radial zwischen den Walzen und dem Dorn und tangential durch die konischen Aussparungen in den Walzen druckverformt. Die radial und tangential wirkenden Druckkräfte ändern sich jedoch je nach der Reduktion von Wanddicke und Durchmesser. Überwiegt die Wanddicken-Reduktion, dann sind die Druckkräfte in radialer Richtung am größten; überwiegt die Durchmesser-Reduktion, dann wirken die Druckkräfte bevorzugt in tangentialer Richtung.

3.4.1.1 *Der Einfluß des relativen Verhältnisses von Wanddicken- zu Durchmesserreduktion*

Norton und Hiller (141) wiesen als erste auf den möglichen Einfluß der Wanddicken- und Durchmesserreduktion auf die Texturentwicklung in kalt gezogenen Stahlrohren hin. In systematischen Untersuchungen über den Einfluß der Reduktionsparameter R_Q , R_W und R_D auf die sich bildende kristallographische Vorzugsorientierung in Zircaloy Rohren (138), (139) hat sich gezeigt, daß der die Textur steuernde Faktor das relative Verhältnis von Wanddicken- zu Durchmesserreduktion ist.

In Bild 23 sind auf der Ordinate drei extreme Beispiele für verschiedene Reduktionsverhältnisse R_W/R_D und auf der Abszisse die Primärdruckverformungen, die sich daraus ergebende Dehnungsellipse sowie die resultierende Textur schematisch angegeben (138). Für die Betrachtung dieser drei theoretischen Fälle wird zunächst vorausgesetzt, daß das Rohrmaterial vor dem betreffenden Verformungsprozeß eine regellose Orientierungsverteilung hatte. Weiterhin soll zunächst nur eine sehr dünne Schicht δ_W innerhalb der Rohrwand betrachtet werden.

In dem Rohr, das mit hoher Wanddicken- und geringer Durchmesser-Reduktion verformt wird ($R_W/R_D > 1$, Bild 23a), wirken die Hauptverformungskräfte fast ausschließlich in radialer Richtung, während die tangentialen Druckkräfte gering sind. Die sich daraus ergebende Dehnungsellipse führt, da sich die Basispole in Richtung der verformenden Druckkraft ausrichten (vgl. Kap. 2.2), zu einer (0002)-Figur mit vorzugsweise parallel zur Radialrichtung liegenden Polen. Sind Wanddicken- und Durchmesser-Reduktion gleich groß ($R_W/R_D = 1$, Bild 23b), d. h. die verformenden Druckkräfte wirken gleich stark in radialer wie in tangentialer Richtung, dann artet die Dehnungsellipse zu einem Kreis aus. Das Ergebnis ist eine Fasertextur, bei der die (0002)-Pole regellos in der Ebene Radiale-Tangentiale verteilt sind. Wird das Rohr mit geringer Wanddicken- und hoher Durchmesser-Reduktion hergestellt ($R_W/R_D < 1$, Bild 23c), so wirken die Hauptverformungskräfte bevorzugt in tangentialer Richtung. Gegenüber dem zuerst besprochenen Fall sind Hauptverformungsrichtung und daher auch die sich daraus ergebende Dehnungsellipse um 90° gedreht. Dementsprechend liegen in der (0002)-Figur die Basispole vorzugsweise in tangentialer Richtung.

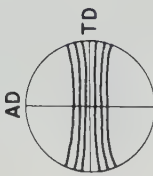
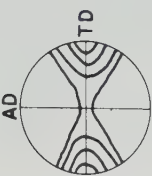
Reduktionswerte	Rohrabmessung von → zu	Deformation radial tangential	Dehnungsellipse	(0002) Polfigur (schematisch)
$R_W = \text{groß}$ $R_D = \text{klein}$ $\frac{R_W}{R_D} > 1$				a 
$R_W = X\%$ $R_D = X\%$ $\frac{R_W}{R_D} = 1$				b 
$R_W = \text{klein}$ $R_D = \text{groß}$ $\frac{R_W}{R_D} < 1$				c 

Bild 23. Reduktionswerte, Verformung, resultierende Dehnungsellipse und daraus abgeleitete Basispolfigur (schematisch), (nach (138)).

3.4.1.2 *Stabile Endlagen*

Je nach dem Verhältnis der Wanddicken- zur Durchmesser-Reduktion stellen sich demnach in Zircaloy Rohren charakteristische, stabile Endlagen der Basispole ein: Bevorzugte Wanddicken-Reduktion, d.h. $R_W/R_D > 1$, führt zu einer Textur, bei der die Normale der Basisflächen vorzugsweise parallel zur radialen Richtung liegt (innerhalb $\pm 20\text{--}40$ grd. zur Tangentialrichtung geneigt). Ist die Reduktion der Wanddicke gleich der des Durchmessers, d.h. $R_W/R_D = 1$, stellt sich eine Fasertextur ein, die eine regellose Verteilung der Basispole in der Ebene Radiale-Tangentiale aufweist. Bevorzugte Reduktion des Durchmessers, d.h. $R_W/R_D < 1$, führt zu einer Textur, bei der die Pole der Basisebene vorzugsweise parallel zur tangentialen Richtung liegen (138).

3.4.1.3 *Intensitätsmaxima zwischen den stabilen Endlagen in radialer und tangentialer Richtung*

Das Auftreten von Intensitätsmaxima zwischen den extremen Lagen in radialer und tangentialer Richtung läßt sich erklären, wenn man die Textur, die vor dem betrachteten Verformungsvorgang im Material vorhanden war, mitberücksichtigt. Es hängt von dem Verhältnis R_W/R_D ab, in welche Richtung sich die Basispole bewegen; es hängt von dem Verformungsgrad, d.h. von der Reduktion im Querschnitt, R_Q , und von dem Verhältnis R_W/R_D ab, wie weit sich die Maxima verschieben und wie stark ihre Intensität ist (138), (139).

3.4.1.4 *Texturgradienten über der Rohrwand*

Dieses Konzept der wirksamen Kräfte, der resultierenden plastischen Verformungen und der sich daraus ergebenden Textur (vgl. Bild 23) muß auf jede einzelne Schicht der Rohrwand angewandt werden, d.h. das Verhältnis von Wanddicken- zu Durchmesser-Reduktion muß in jeder Schicht δ_W über die gesamte Wanddicke hinweg betrachtet werden. Denn sowohl die radialen wie die tangentialen Verformungen können sich über der Rohrwand ändern. Es ist folglich ein Texturgradient über der Rohrwand zu erwarten, dessen Entstehung in Bild 24 für eine Ausgangstextur mit 45 grd. Basispolspreizung näher erläutert wird (139). Vom äußeren bis zum inneren Durchmesser können sich die Basispolmaxima entweder weiter aufspalten (Bild 24a), sie können weiter zusammenwachsen (Bild 24c), oder die Lage der Basispole kann konstant bleiben (Bild 24b).

Daß diese 3 Formen von Texturgradienten tatsächlich auftreten, zeigen die in den Bildern 25 und 26 aufgetragenen Messungen von Intensitätsverteilungen der (0002)-Pole in der Ebene Radiale-Tangentiale für Rohre mit extremen Reduktionsverhältnissen (137), (138) und für Rohre mit üblichen, d.h. kommerziellen Stichfolgen entsprechenden, Reduktionswerten (139).

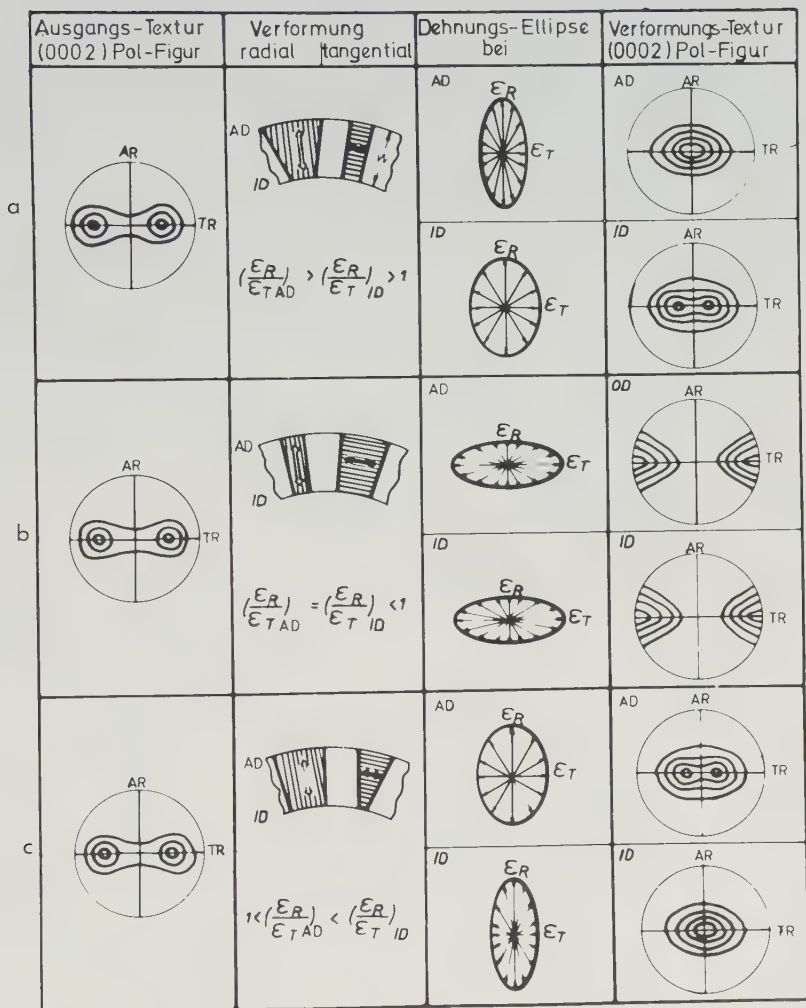
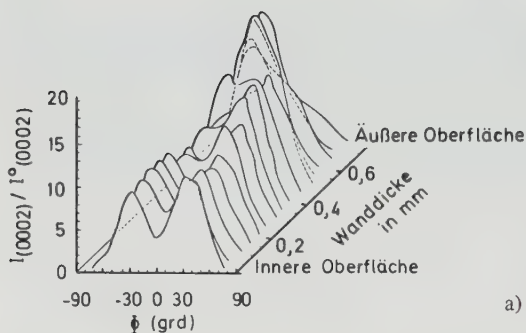
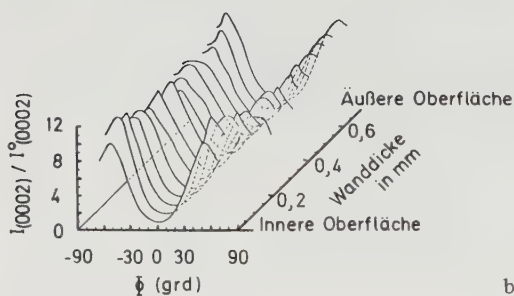


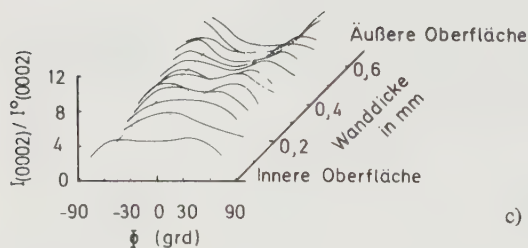
Bild 24. Erklärung der verschiedenen Typen von Texturgradienten über der Rohrwand. (Das Spannungs-Dehnungs-Konzept des Bildes 22 wird für jede Schicht der Rohrwand angewendet), (nach (139)).



a) Abnahme der Basispolspreizung vom Innen- zum Außendurchmesser.



b) Konstante Basispolspreizung.



c) Zunahme der Basispolspreizung vom Innen- zum Außendurchmesser.

Bild 25. Intensitätsverteilung der (0002)-Pole in der Ebene Radikale–Tangentiale über der Wanddicke von Rohren mit extremen Reduktionsverhältnissen (nach (138)). (Φ = Winkel zwischen der Normalen zur Probenoberfläche und der Normalen zur Beugungsebene).

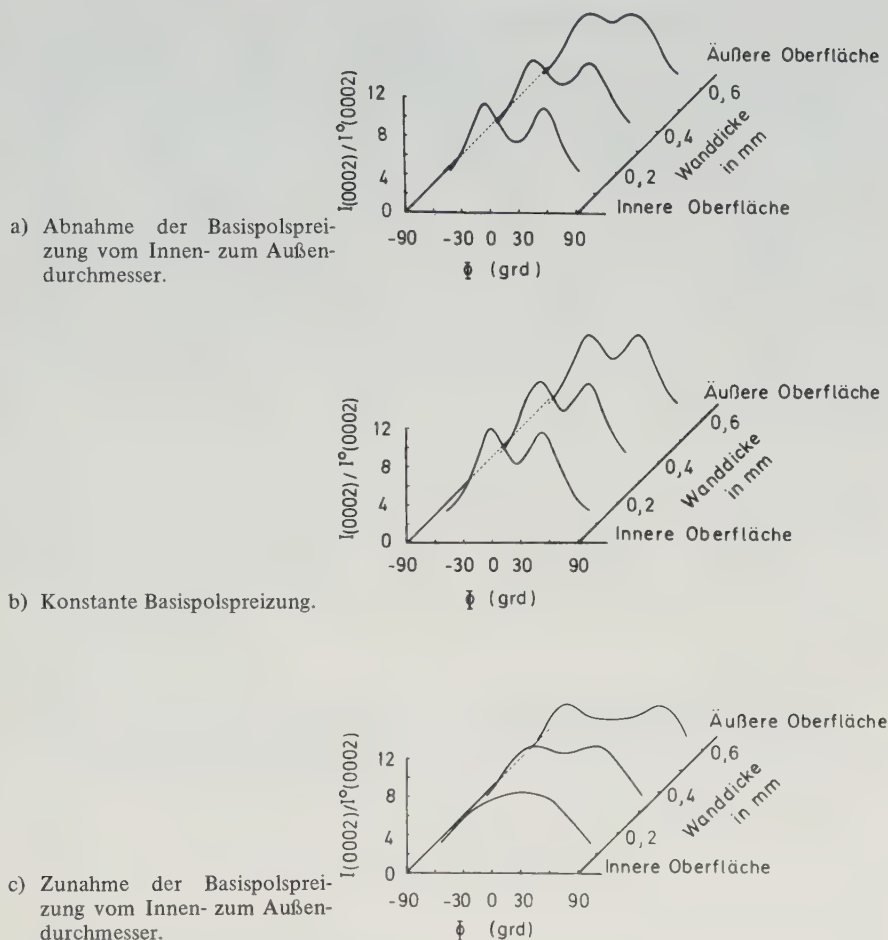


Bild 26. Intensitätsverteilung der (0002)-Pole in der Ebene Radiale-Tangentiale über der Wanddicke von Rohren mit üblichen, kommerziellen Stichfolgen entsprechenden Reduktionswerten (nach (139)).

(ϕ = Winkel zwischen der Normalen zur Probenoberfläche und der Normalen zur Beugungsebene).

3.4.1.5 *Texturentwicklung in mehreren Stichen*

Die Abhängigkeit der Texturentwicklung von den relativen Verhältnissen der Wandstärken- zu Durchmesser-Reduktion kann Schritt für Schritt in aufeinanderfolgenden Reduktionsstichen verfolgt werden (138), (139). Dabei muß natürlich die Textur des Werkstoffes vor dem entsprechenden Verformungsschritt mit berücksichtigt werden. Ist eine Endtextur mit bevorzugter Radiallage der Basispole erwünscht, so ist zunächst eine bevorzugte Durchmesser-Reduktion erforderlich, so daß die Endabmessungen des Rohres schließlich durch bevorzugte Wanddicken-Reduktion erreicht werden. Ist eine Endtextur mit bevorzugter Tangentiallage der Basispole erwünscht, so ist die Folge der Reduktionsschritte mit bevorzugter Wanddicken- und Durchmesser-Reduktion umzukehren. Ist einmal die stabile Endlage erreicht, so wird bei gleichsinnigen Reduktionswerten die Lage der Basispolmaxima nicht mehr verändert, wohl aber die Intensität und Schärfe der Textur (139).

3.4.1.6 *Einfluß der Herstellungsmethode*

Weder die Fabrikationsmethode (Pilgern, Ziehen, Streckhämmern, Kugelumlaufstrecken) noch ein Wechsel in der Verformungsrichtung haben wesentliche Unterschiede in der Textur zur Folge, wenn die Verformungsprozesse mit vergleichbaren Reduktionen in Wanddicke, Durchmesser und Querschnitt durchgeführt werden (138), (139).

Nachdem man diese Gesetzmäßigkeiten kennt, hat man ein Mittel an der Hand, die Textur in Zircaloy-Rohren im Rahmen der aufgezeigten Extremlagen zu steuern. In dieses Spannungs-Dehnungs-Konzept für die Texturbildung, das aus dem durch geringe Eigensymmetrie ausgezeichneten Rohrreduzieren gewonnen wurde, lassen sich auch die beim Blechwalzen und Drahtziehen auftretenden Texturen widerspruchsfrei einordnen (Bild 27).

3.4.2 *Blechtexturen*

Beim Walzen wird das Blech in Normalrichtung druckverformt, wodurch sich das Blech in Walzrichtung längt, in der Querrichtung aber kaum verbreitert, wenn – was gewöhnlich der Fall ist – das Verhältnis Blechbreite/Dicke > 6 ist. In der Ebene senkrecht zur Walzrichtung ist die hohe Druckverformung in Normalrichtung und eine vernachlässigbare Breitung in Querrichtung gekennzeichnet. Da sich die Basispole in Richtung der verformenden Druckkraft mit einer Spreizung in Querrichtung als Endlage einstellen (vgl. Kap. 2.2), liegen in kaltverformten Blechen die Basispole bevorzugt parallel zur Normalrichtung mit einer deutlichen Tendenz zum Aufspreizen in Querrichtung (± 20 bis 40 grad.).

VERFORMUNGS- ART	ELEMENT	DEHNUNGSELLIPSE IN DER EBENE SENK- RECHT ZUR VERFOR- MUNGSRICHTUNG	VERFORMUNGSTEXTUR		
			(0002) POLFIGUR	{1010} POLFIGUR	
REDUZIEREN EINES ROHRES $\frac{R_W}{R_D} > 1$					a ₁ a ₂ a ₃
WALZEN EINES BLECHES					b
ZIEHEN EINES DRAHTES					c

Bild 27. Anwendung des Spannungs-Dehnungskonzeptes für die Texturbildung in Rohren (Bilder 27 a₁ bis a₃), Blechen (Bild 27b) und Drähten (Bild 27c).

Diese in Bild 27b gezeigte Texturentwicklung ist identisch mit der in den Bildern 23a und 27a₁ gezeigten Rohrtexturbildung. Dies ist verständlich, da die Spannungs-Dehnungsbedingungen vergleichbar mit denen beim Reduzieren von Rohren sind, wenn diese mit einem Verhältnis von Wanddicken- zu Durchmesserreduktion $R_W/R_D > 1$ verformt werden.

3.4.3 Drahttexturen

Beim Ziehen eines Drahtes wird das Material konzentrisch durch Druck verformt, woraus eine Durchmesser verringering und eine Verlängerung des Drahtes hervorgeht (Abb. 27c). In der Ebene senkrecht zur Verformungsrichtung artet die Dehnungsellipse zu einem Kreis aus. Die Basispole verteilen sich wegen der Abhängigkeit von der Druckrichtung (vgl. Kap. 2.2) regellos in der Ebene Radiale-Tangentiale (19), (127), (142).

Diese in Bild 27c gezeigte Fasertextur ist identisch mit der in den Bildern 23b und 27a₂ gezeigten Rohrtextur. Dies ist verständlich, da die Spannungs-Dehnungsbedingungen vergleichbar mit denen beim Reduzieren von Rohren sind, wenn diese mit einem Verhältnis von Wanddicken- zu Durchmesser-Reduktion $RW/R_D = 1$ verformt werden. Diese Verformungsbedingungen gelten beim Drahtziehen für jedes Volumenelement des Drahtquerschnittes. Anschaulich kann man sich den Draht aus konzentrischen Rohren verschiedenen Durchmessers zusammengesetzt vorstellen. Unter der Annahme der Volumenkonstanz während des Verformungsvorganges müssen die gedachten Rohre verschiedenen Durchmessers alle mit $RW/R_D = 1$ verformt werden, damit sie sich nicht voneinander lösen oder sich gegenseitig überschneiden.

3.5 Hinweise auf Glühstrukturen in Zirkonium und Zircaloy

Die Glühstrukturen in Zirkonium und Zircaloy lassen sich zusammenfassend folgendermaßen beschreiben (143): (Eine detaillierte Übersicht über die Glühstrukturen hexagonaler Metalle allgemein ist in (5), (6) gegeben).

Die Basispolfigur ändert sich während der Glühbehandlung nur geringfügig. Teilweise läßt sich die Tendenz erkennen, die Basispole mehr in Normal- und Radialrichtung zu konzentrieren, gleichzeitig die Poldichte aber etwas abzubauen. Demgegenüber ist die Prismenpolfigur für die Verfolgung der Glühstrukturbildung aufschlußreicher. Während des Rekristallisationsvorganges drehen sich nämlich mit zunehmender Glühtemperatur die Basisebenen kontinuierlich um ± 30 grad. um ihren Pol, so daß in der stabilen Endlage der Prismenpolfigur nicht mehr eine $[10\bar{1}0]$ -Richtung (Kaltverformungstextur), sondern eine $[11\bar{2}0]$ -Richtung parallel zur Walz- bzw. Axialrichtung liegt.

Die Glühstrukturen in Rohren scheinen komplexer als die der gewalzten und geglühten Bleche zu sein. In Abhängigkeit von dem relativen Verhältnis Wandstärken- zu Durchmesser-Reduktion, vom Verformungsgrad, von der Verformungstemperatur und von der Verformungsmethode vor dem Glühen (Strangpressen, Pilgern, Ziehen) können sich unterschiedliche Glühstrukturen einstellen (143).

4 Mechanische Anisotropie

Die metallkundliche Texturforschung hat nicht nur zum Ziel, die Zusammenhänge zwischen den Verformungsmechanismen und der Texturbildung zu klären (Kap. 3), sondern auch deren Einfluß auf die mechanische Anisotropie texturbehafteter Vielkristalle. Kennt man die Zusammenhänge zwischen Verformungsmechanismen und Texturentstehung, dann sollte es auch möglich sein, mit Hilfe der Verformungsmechanismen Voraussagen über die mechanische Anisotropie eines Werkstückes mit bekannter Textur zu machen.

Die in Kap. 3.2 (Punkte a bis f) für hcp Metalle genannten Einschränkungen zur Anwendung der Verformungstheorien auf die Texturbildung gelten natürlich auch bei der Diskussion der Zusammenhänge von Verformungsmechanismen und mechanischer Anisotropie.

Die in Kap. 2 besprochenen Verformungsmechanismen in hcp Metallen allgemein bzw. in Zirkonium im besonderen haben deren ausgeprägte Anisotropie verdeutlicht. In Kap. 2.3 wurden die Einflußfaktoren auf die Verformungsmechanismen, insbesondere in Kap. 2.3.4 bis 2.3.6 die gerade auch für hcp Metalle schwierige Korrelation der Einkristalleigenschaften zum Verhalten im texturbehafteten Vielkristall diskutiert.

4.1 Einfluß der Verformungsmechanismen auf die mechanische Anisotropie texturbehafteter Zircaloy-Werkstoffe

4.1.1 Zirkonium und Zircaloy Bleche

Einen Begriff von der Größenordnung des Anisotropieeffektes in einem Zircaloy-4 Blech mit typischer Walztextur ($(0002) \pm 20$ bis 40 grd. in Querrichtung, $\langle 10\bar{1}0 \rangle$) gibt das folgende Beispiel: Entnimmt man dem Blech Zug- und Druckproben derart, daß die Basispole im einen Fall bevorzugt parallel, im anderen Fall bevorzugt senkrecht zur Kraftwirkungsrichtung liegen, so können sich die in Tabelle 8 zusammengestellten Werte ergeben. Je nach Orientierung und Kraftrichtung verhalten sich in diesem Beispiel die Streckengrenzenwerte etwa wie $3:2:1$.

Verantwortlich dafür sind die verschiedenen Verformungssysteme, die – legt man das Einkristallverhalten zugrunde – für RT-Verformung im Fall a) in erster Linie $\{11\bar{2}2\}$ -Zwillingsbildung, im Fall b) in erster Linie $\{10\bar{1}2\}$ - und $\{11\bar{2}1\}$ -Zwillingsbildung und im Fall c) in erster Linie $\{10\bar{1}0\}$ $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Prismengleiten sind (vgl. Kap. 2, insbesondere Kap. 2.3.2, Tabelle 7).

Dieser Anisotropieeffekt muß nicht notwendigerweise die industrielle Anwendung einschränken; man kann ihn sogar vorteilhaft ausnützen, indem man

Tabelle 8. Streckgrenzenfestigkeit in Abhängigkeit von der Belastungsrichtung und -art in einem texturbehafteten Zircaloy-4 Blech (Werte aus (93)).

Fall	Belastung	Streckgrenzenfestigkeit in N/mm ²
a)	Druckbeanspruchung $\parallel$ c-Achse	$\sigma_{0,2} = 2150$
b)	Zugbeanspruchung $\parallel$ c-Achse	$\sigma_{0,2} = 1430$
c)	Zug - oder Druck - beanspruchung $\perp$ c-Achse	$\sigma_{0,2} = 650$

beispielsweise die Richtung, in der ein Werkstoff besonders beansprucht wird, mit derjenigen zusammenfallen läßt, in der er durch Texturanisotropie besonders fest ist. Auf der anderen Seite kann man bei Verformungsvorgängen, wie z. B. Walzen, Biegen etc., wo es auf eine hohe Duktilität ankommt, gezielt gerade die Richtung auswählen, für die der Werkstoff aufgrund seiner Texturanisotropie besonders leicht verformbar ist.

4.1.2 Zircaloy Rohre

Der Einfluß der Textur auf die mechanische Anisotropie und der ursächliche Zusammenhang mit den Verformungsmechanismen soll im folgenden am Beispiel eines Zircaloy Rohres diskutiert werden. Zircaloy Rohre werden als Brennelement-Hüllwerkstoff für Druck- und Siedewasser-Reaktorsysteme eingesetzt. Es ist wichtig zu wissen, welche Textur für Zircaloy Hüllrohre unter Reaktorbedingungen die besten mechanischen Eigenschaften liefert. Unter Ausnützung eines Textur-Härtungseffektes könnte man bei geeigneter Steuerung der Textur unter Beibehaltung der Sicherheit z. B. die Hüllrohre dünner machen und damit den Neutronenhaushalt verbessern.

In Kap. 3 wurde bereits beschrieben, daß durch die Wahl der Reduktionsfolge, insbesondere durch die Wahl des Verhältnisses Wandstärken- zu Durchmesser-Reduktion, die Textur in Zircaloy Rohren tatsächlich gesteuert werden kann. Welche Bedeutung diese Texturvarianten für die Festigkeitseigenschaften von Rohren haben und wie ihr Verhalten dank der Kenntnisse über die Verformungsmechanismen erklärt werden kann, soll zunächst anhand eines idealisierten Belastungsfalles für die beiden in Zircaloy Rohren möglichen Extremlagen der Basispole in Radial- und Tangentialrichtung diskutiert werden.

Arbeitet man aus einer hinreichend dicken Zircaloy Platte mit ausgeprägter Walztextur Rohre mit Hüllrohrabmessungen so heraus, daß die Rohrachse der Walzrichtung entspricht, dann ergeben sich über den Umfang des Rohres kontinuierlich sich ändernde Vorzugslagen der Basispole mit den in Zircaloy Rohren

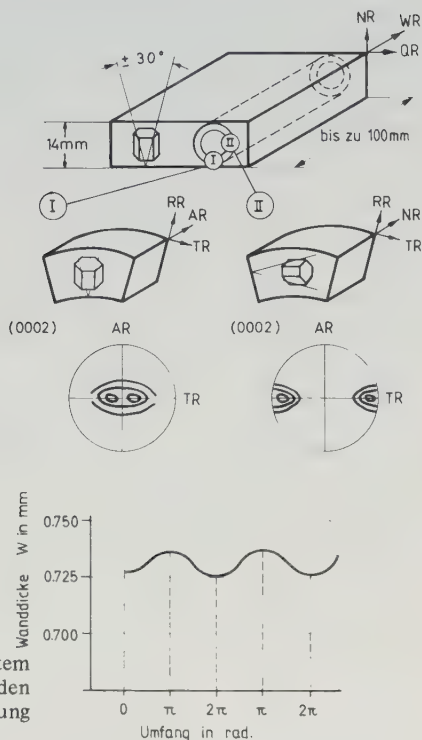


Bild 28. Zirkaloy Rohr aus texturbehaftetem Blech, Einkristallanalogon, Basispolfigur an den Rohrpositionen I und II, Wandstärkenschwankung über Rohrumfang (nach (91)).

möglichen Extremlagen an den gekennzeichneten Stellen I und II (91), (Bild 28). Die Textur an Stelle I entspricht der Rohrtextur mit bevorzugter Lage der Basispole in Radialrichtung. Die Textur an der Stelle II ist im Vergleich zu Fall I um 90 grd. gedreht, d. h. die Basispole liegen hier bevorzugt in Tangentialrichtung.

Auf diese Weise läßt sich der reine Textureinfluß auf die mechanische Anisotropie in Zirkaloy Rohren erfassen, da andere Parameter, wie Kaltverformungsgrad, Rekristallisationsgrad etc., zwangsläufig konstant sind (91).

In dem Versuchsrohr liegen relativ einfache Texturen vor, die sich durch die in Bild 28 eingezeichneten Einkristallanalogien annähernd beschreiben lassen. Je schärfer die Textur, um so mehr gleichen sich die Eigenschaften des Vielkristalls denen des Einkristalls (unter den in Kap. 2.3.5 genannten Einschränkungen) an. Zur Vorhersage der mechanischen Anisotropie kann man daher die von Einkristallen her bekannten wirksamen Verformungssysteme heranziehen.

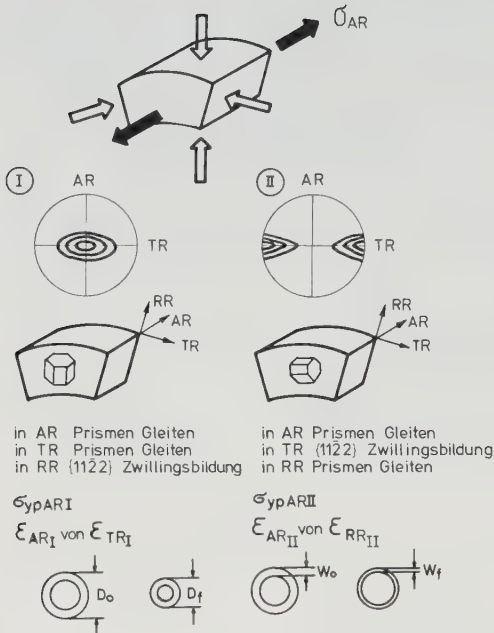


Bild 29. Rohr unter Zug in Axialrichtung (nach (91)).

Für eine erste Abschätzung der mechanischen Anisotropie reicht es aus, zwischen der Betätigung von Gleit- oder Zwillingsystemen zu unterscheiden. Diese Differenzierung ist in erster Linie von der kristallographischen Orientierung der c-Achse in bezug auf die Kraftwirkungsrichtung abhängig, wie ein Vergleich der Schmid-Faktoren zeigt (vgl. Kap. 2.3.1). Das erklärt, warum es für eine erste Abschätzung der mechanischen Anisotropie genügt, die Basispolfigur heranzuziehen. Darauf soll am Beispiel eines Rohres unter Zugbelastung in Axialrichtung eingegangen werden.

Bild 29 zeigt oben ein Rohrelement, an dem die dunkel ausgezeichneten Primärkräfte in Axialrichtung angreifen und die mit umrandeten Pfeilen gekennzeichneten Querkontraktionen in Radial- und Tangentialrichtung wirken.

Für das Rohr mit bevorzugter Basispolage in RR sollten entsprechend Kap. 2.1 bis 2.3 folgende Verformungsmechanismen wirksam werden:

- durch axiale Zugkraft: $\{10\bar{1}0\}$ $\{1\bar{2}10\}$ Prismengleiten;
- durch die tangentielle Querkontraktion: ebenfalls Prismengleiten;
- durch die radiale Querkontraktion: $\{11\bar{2}2\}$ Zwillingsbildung;

Da die kritische Schubspannung für Prismengleiten niedriger liegt als eine entsprechende Auslösespannung für die Zwillingsbildung (vgl. Kap. 2.3.2, Tabelle 7), wird sich das Rohr längen, indem es überwiegend im Durchmesser abnimmt, die Wanddicke aber beibehält (Bild 29, Fall I).

Für das Rohrelement mit bevorzugter Basispollage in tangentialer Richtung sollten betätigt werden:

- durch die axiale Zugkraft: Prismengleiten;
- durch die tangentiale Querkontraktion: $\{11\bar{2}2\}$ Zwillingsbildung;
- durch die radiale Querkontraktion: Prismengleiten.

Aufgrund der unterschiedlichen kritischen Auslösespannungen wird sich hier das Rohr längen, indem es überwiegend in der Wanddicke abnimmt, den Durchmesser aber beibehält (Bild 29, Fall II).

Die Festigkeit, z. B. die Streckgrenze, müßte bei beiden Texturvarianten gleich niedrig sein, da in Axialrichtung in beiden Fällen Prismengleiten wirksam wird.

Die abgeschätzten Verformungsvorgänge können beide gleichzeitig an dem Versuchsrohr, entnommen aus der texturbefahenen Platte, verfolgt werden (Bild 30). Das Rohr wird während des Zugversuches elliptisch, und zwar wird an dieser Stelle (I) der Krümmungsradius kleiner, während die Wandstärke nur geringfügig abnimmt. Demgegenüber wird an der Stelle (II) die Rohrwand dünner, während sich der Krümmungsradius kaum ändert. Die unterschiedliche Wandstärkenabnahme erkennt man auch an den beiden Axialschliffen, die an den Positionen (I) und (II) gelegt wurden. Ferner erkennt man bei Position (I) einen 90-grd.-Bruch, bei Position (II) einen 45-grd.-Bruch. Beide Bruchtypen unterscheiden sich im mikrofraktographischen Gefüge: Im ersten Fall findet man Zugwaben, im zweiten Fall Scherwaben (Position II ist die Stelle, an der Wanddünnung durch Prismengleiten stattfinden kann).

Dieses Ergebnis, das in Zugversuchen bei Raumtemperatur und 400°C bestätigt wurde, steht in Übereinstimmung mit Zugversuchen an Rundstäben, herausgeschnitten aus einem Blech (140), und mit Zugversuchen an Rohren mit verschiedener Basispollage entlang des Umfanges (144), bedingt durch den Rohrherstellungsprozeß.

Dieser relativ einfache Belastungsfall soll als Beispiel zeigen, daß die Analyse der wirksamen Verformungsmechanismen eine qualitative Abschätzung der mechanischen Anisotropie texturbefahener Werkstücke erlaubt. Weitere Abschätzungen der mechanischen Anisotropie und deren experimentelle Überprüfung wurden in entsprechenden Belastungsfällen für ein Rohr unter Innendruck, Außendruck, axialem Biegemoment, axialer Torsion und einer überlagerten Belastung eines axialen Biegemomentes und Außendruckes (Kollabieren) durchgeführt (91). Ohne jetzt hierauf näher einzugehen, kann festgestellt werden, daß

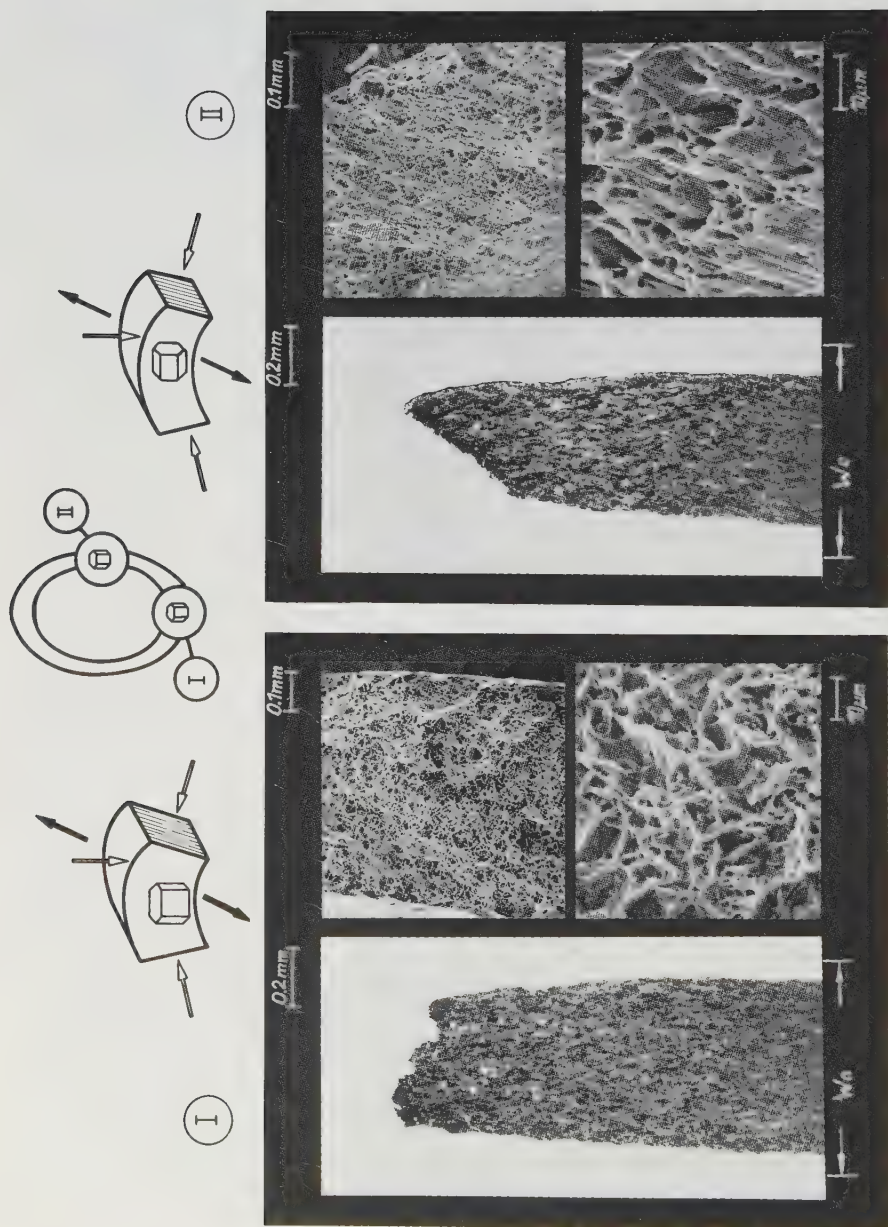


Bild 30. Zugversuch in Axialrichtung (nach (91)).

auch für diese Fälle nicht nur die Experimente mit dem Rohr aus dem texturbefalteten Zircaloy Blech, sondern auch die in der Literatur beschriebenen Ergebnisse ausnahmslos mit dem theoretisch abgeleiteten Verhalten übereinstimmen (144) bis (147).

4.2 Darstellung der mechanischen Anisotropie bei zweiachsigen Belastungsfällen

4.2.1 Fließortkurven

Neben dem Ziel, eine Korrelation der Einkristalleigenschaften zum Verhalten im texturbefalteten Vielkristall mit Hilfe der Verformungstheorien herzustellen (vgl. Kap. 2.3), ist es für den in der Praxis arbeitenden Ingenieur erstrebenswert, das Verhalten eines anisotropen Werkstoffes für bestimmte, mehrachsige Belastungsfälle abschätzen zu können.

Um die komplizierten Zusammenhänge zu lösen, geht man üblicherweise von zweidimensionalen Spannungsverhältnissen aus, zumal in vielen technischen Belastungsfällen eine der drei Spannungskomponenten null bzw. vernachlässigbar klein ist. Die allgemeine von Mises-Beziehung (vgl. Gl. 18, Kap. 2.3.4) läßt sich unter der Annahme

$$\sigma_3 = 0 \quad (\text{Gl. 20})$$

zu folgender Gleichung reduzieren:

$$\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_1 \sigma_2 = K_f^2 \quad (\text{Gl. 21})$$

Diese Gleichung einer Ellipse ist die zweidimensionale Darstellung der Spannungszustände, bei deren Überschreitung Fließen einsetzt; sie wird deshalb Fließortkurve (yield locus) genannt.

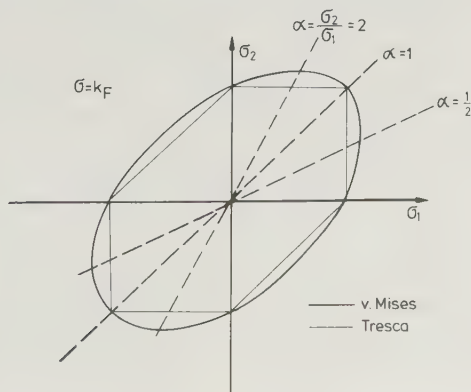


Bild 31. Huber-Mises-Henky-Fließbedingung (Ellipse) und Tresca-Fließbedingung (Sechseck) (nach (148)).

In Bild 31 ist die Fließortkurve nach *von Mises* (99) einer weiteren Grenzkurve nach *Tresca* (148) gegenübergestellt. Während die Gestaltänderungsenergie-Hypothese nach *von Mises* den gesamten Spannungszustand berücksichtigt, betrachtet die Schubspannungshypothese nach *Tresca* nur einen Teil der im Werkstoff auftretenden Spannungen, nämlich die kleinste und größte Hauptspannung entsprechend dem Mohr'schen Spannungskreis:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = K_f \quad (\text{Gl. 22})$$

Dies erklärt die Unterschiede (0 bis etwa 12 %) im Vergleich zu der von *Mises*'schen Grenzkurve.

Die metallischen Werkstoffen inhärente Anisotropie ist in diesen Ansätzen nicht berücksichtigt; dementsprechend gibt es bei realen, gemessenen Fließortkurven Unterschiede zu den Fließortkurven nach *von Mises* und *Tresca*. Um diese Abweichungen mathematisch zu erfassen, führte *Hill* (100) rein rechnerische, kristallographisch nicht begründete Anisotropiefaktoren ein. Für zweidimensionale Fälle wird dementsprechend das Formänderungsverhalten in den ausgezeichneten Richtungen, z. B. eines Bleches, durch den sog. *r*-Wert beschrieben. Der *r*-Wert ist definiert als das Verhältnis der logarithmischen Formänderungen in Breiten- und Dickenrichtung einer einachsigen Zugprobe, die man aus einem Blech in verschiedenen Richtungen *i* entnommen hat.

$$r_i = \frac{\ln \frac{b}{b_0}}{\ln \frac{d}{d_0}} \quad (\text{Gl. 23})$$

wobei b_0 und d_0 die Ausgangsbreite bzw. -dicke des Flachstabes, b und d die Breite bzw. Dicke nach der plastischen Dehnung sind.

Der *r*-Wert ist ein Maß für den Widerstand eines Werkstoffes, aus der Dicke zu fließen. Er läßt sich grundsätzlich in 3 Fälle unterteilen:

- 1) $r < 1$
d. h. der Werkstoff fließt mehr aus der Dicke als aus der Breite
- 2) $r = 1$
d. h. der Werkstoff verhält sich mechanisch isotrop und
- 3) $r > 1$
d. h. der Werkstoff fließt überwiegend aus der Breite.

Beispiele für den Einfluß des *r*-Wertes auf die Form der Fließortkurve sind in den Bildern 32a und b für die Fälle eines Blechwerkstoffes ohne Flächen- bzw. mit Flächen- und Dickenanisotropie wiedergegeben (8). Da der *Hill*'sche Ansatz rein rechnerische Anisotropiefaktoren ansetzt, können auch nur punktsymmetrische Fließortkurven konstruiert werden; eine mögliche Vorzeichenabhängigkeit der Fließspannung ist nicht berücksichtigt.

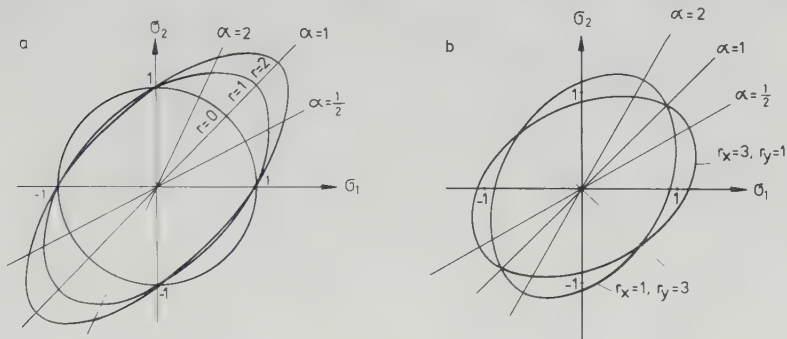


Bild 32. Fließortkurven für anisotropes Fließverhalten in Blechdicke (nach (8)).
 a) für Werkstoffe ohne Flächenanisotropie.
 b) für Werkstoffe mit Dicken- und Flächenanisotropie.

Ansätze, die mechanische Anisotropie kristallographisch, d. h. mit Hilfe von Auswahlkriterien für wirksame Verformungsmechanismen zu begründen, machten *Taylor* (101) mit dem Prinzip der minimalen inneren Verformungsarbeit sowie *Bishop* und *Hill* (102) mit dem gleichwertigen Prinzip der maximalen äußeren Verformungsarbeit. Eine eindeutige Vorhersage der mechanischen Anisotropie unter dreiachsigen Spannungsbedingungen steht jedoch noch aus. Unter den vereinfachenden Bedingungen ein- und zweiachsiger Belastungsfälle wurden zunächst Einkristalle untersucht und dann die Berechnungen auf den mehr oder weniger einkristallähnlichen Zustand des texturbetaffeten Werkstoffes angewandt. Dabei wachsen die Schwierigkeiten mit der Zahl der möglichen Verformungssysteme von der fcc- über die bcc- bis zur hcp Gitterstruktur mit ihrer ausgeprägten Wechselwirkung von Gleiten und Zwillingsbildung jeweils verschiedener Systeme (8), (103) bis (110).

Im Rahmen dieser Ansätze beschreiben *Piehl* und *Backofen* (103) die geschlossene Lösung der realen Fließortkurve auf kristallographischer Grundlage für fcc- und bcc Werkstoffe. Die reale Fließortkurve liegt zwischen zwei getrennt abgeleiteten Fließortkurven, welche Hauptspannungs-Fließort (innerhalb der realen Fließortkurve) und Hauptformänderungs-Fließort (außerhalb der realen Fließortkurve) genannt werden. Beide Fließortkurven haben als orthogonales Bezugssystem zwei Normalspannungen, die so gewählt sind, daß die dritte Normalspannung Null wird. Fallen die Haupttrichtungen von Spannung und Formänderung zusammen, so sind beide Fließortkurven identisch. Bild 33 zeigt diese, unter Berücksichtigung der kristallographischen Verformungssysteme abgeleiteten Fließortkurven im Vergleich zur von Mises-Ellipse am Beispiel der Orientie-

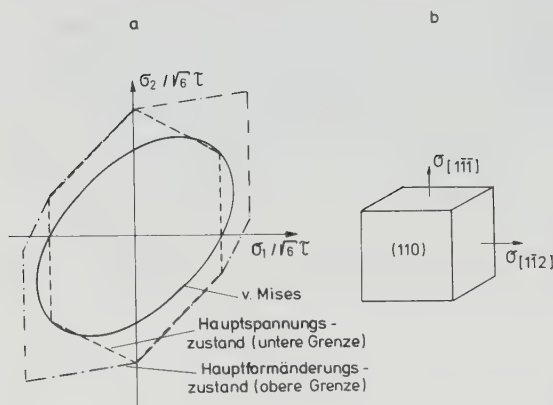


Bild 33. Vergleich zwischen theoretisch berechneten Fließortkurven (a) nach *von Mises* sowie nach *Piehler* und *Hosford* für die unter (b) angegebene Orientierung (nach (103)).

rung $(110) [1\bar{1}2]$. Eine experimentelle Überprüfung für diese und andere ideale Orientierungen an blechförmigen Kupferkristallen ergaben gute Übereinstimmungen (149).

Für die hcp Metalle wurde von *Chin* und *Mammel* (107) sowie von *Thornburg* und *Piehler* (108) die Theorie entsprechend dem Prinzip der maximalen äußeren Arbeit erweitert und von *Hosford* (109) experimentell überprüft. Auf diesen Ansätzen aufbauend, untersuchten *Dressler*, *Matucha* und *Wincierz* (94), (110) Zircaloy Hüllrohre hinsichtlich ihres Fließverhaltens und ordneten die experimentell bestimmten Fließortkurven den gemessenen Texturen zu. Die so abgeleiteten Ergebnisse sind in Bild 34 dargestellt. Ausgehend von idealen Neigungen des Basispols $\gamma = 0 \div 30$ grad. und $\gamma = 70$ grad. zur Tangentialrichtung sind die unter Berücksichtigung der verschiedenen Gleit- und Zwillingsysteme sowie der angepaßten kritischen Schubspannungsverhältnisse theoretisch abgeleiteten Fließortkurven den experimentell gemessenen Fließortkurven gegenübergestellt. Man erkennt auch hier eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

4.2.2 Kriechortkurven

Entsprechend den unter Kurzzeitbelastungen gewonnenen Fließortkurven, können unter Langzeitbeanspruchungen sog. Kriechortkurven (creep loci) bestimmt werden (150). Bild 35 zeigt derartige Kriechortkurven für 4 verschiedene textur-

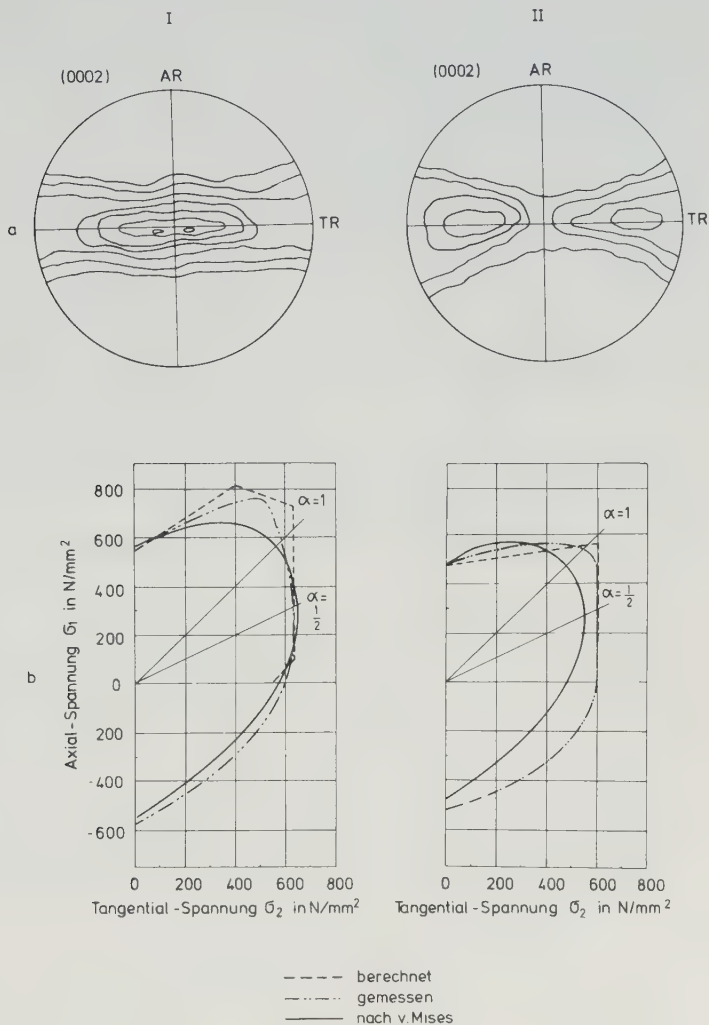


Bild 34. Fließortkurven (b_I und b_{II}) von Zircaloy-4-Hüllrohren mit unterschiedlicher Basispoltextur (a_I und a_{II}) für

I: Basispolkippung in TR = ca. $\pm 0 \div 30$ grad.

II: Basispolkippung in TR = ca. ± 70 grad. (nach (110)).

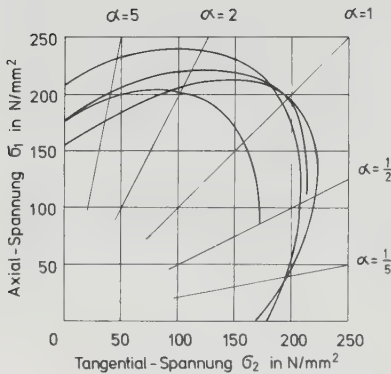


Bild 35. Kriechortkurven für verschiedene Rohrtexturen; bestimmt bei 400°C und einer konstanten Verformungsleistung von $W = 3 \cdot 10^{-2} \text{ N/mm}^2 \text{ h}$ (nach (150)).

behaftete Zircaloy-Rohre. Die Kriechortkurven zeigen wie die Fließortkurven den Einfluß der Anisotropie auf ihre Gestalt, zum anderen die Eignung des Werkstoffes für bestimmte Belastungsverhältnisse.

Die Kriechortkurven sind Ortskurven konstanter Vergleichskriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_g$:

$$\dot{\epsilon}_g = \frac{\dot{\epsilon}_1 \cdot \sigma_1 + \dot{\epsilon}_2 \cdot \sigma_2}{\sigma_g} \quad (\text{Gl. 24})$$

σ_g ist hierbei der von *Holicky* und *Schroeder* (151) vereinfachte Hill-Ansatz:

$$\sigma_g = \sqrt{\sigma_1^2 + A_2 \sigma_2^2 + 2A_{12} \sigma_1 \sigma_2} \quad (\text{Gl. 25})$$

Die Kurve ließe sich dadurch bestimmen, daß man Wertepaare σ_1 (in Axial-) und σ_2 (in Tangentialrichtung) ermittelt, bei denen sich ein konstantes ϵ_g einstellt. Dies ist jedoch experimentell sehr schwierig. Deshalb werden für die verschiedenen Spannungsverhältnisse und Spannungen die Kriechgeschwindigkeiten ϵ_1 und ϵ_2 gemessen. Daraus kann die Verformungsleistung

$$W = \dot{\epsilon}_g \cdot \sigma_g \quad (\text{Gl. 26})$$

errechnet und dann zwischen diesen Werten interpoliert werden (150).

Eine Zuordnung der auf kristallographischer Basis berechneten Anisotropiefaktoren zu den experimentell bestimmten Anisotropiefaktoren ist unter Zugrundelegung der Kurzzeit-Verformungsmechanismen allerdings nicht zufriedenstellend.

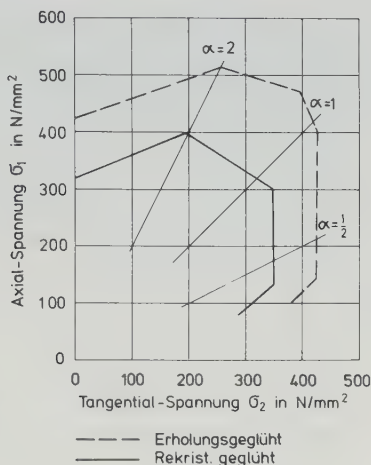


Bild 36. Bruchortkurven von erholungs- und rekristallisationsgeglühten Rohren; Rate des Spannungsanstiegs 200–400 $\text{N/mm}^2 \text{min.}$ bei 400 °C (nach (150)).

4.2.3 Bruchortkurven

Eine weitere Möglichkeit zur Beurteilung des plastischen Verhaltens metallischer Werkstoffe bieten sogenannte Bruchortkurven (burst loci) (150), (152), (153). Die Bruchortkurve ist, entsprechend der Fließortkurve, die zweidimensionale Darstellung der Spannungszustände, bei deren Überschreitung der Bruch einsetzt (Bild 36). Die ellipsenförmige Gestalt dieser Kurven ist weniger ausgeprägt als die der Fließortkurven. Sie lassen sich auch nicht durch den Ansatz von *Hill* beschreiben. Der Versuch einer Zuordnung zu metallphysikalisch begründeten Vorgängen wurde von *Duncomb* (152) angestellt, letztlich steht jedoch eine Lösung noch aus.

4.3 Auswirkungen von Kriechbelastung und Neutronenbestrahlung auf die wirksamen Verformungsmechanismen in Zircaloy Rohren unter Reaktorbedingungen

Mit Hilfe der Analyse der wirksamen Verformungsmechanismen kann man auf diese Weise zu Auswahlkriterien für die in Zircaloy Hüllrohren wünschenswerte Textur kommen. Voraussetzung ist allerdings, daß die auf das Hüllrohr wirkenden, sehr komplexen Belastungsbedingungen erfaßt und ihr Einfluß richtig eingeschätzt werden kann.

Für Zircaloy Rohre unter Reaktorbedingungen sind die Belastungen sehr komplizierter Natur. Verschiedene Spannungen unterschiedlicher Art können gleichzeitig wirken und können sich in Abhängigkeit von Zeit und Temperatur in Größe, Richtung und Aufbringungsgeschwindigkeit ändern. Neben Kurzzeitverformungen können auch Langzeitverformungen (Kriechen), zyklische Beanspruchungen und Bestrahlungseffekte eine wesentliche Rolle spielen.

Die Einflüsse von Kriechverformungen und Neutronenbestrahlung auf die Verformungsmechanismen in Zirkonium und Zircaloy lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

4.3.1 Kriechen

Je geringer die Dehnungsgeschwindigkeit und je höher die Verformungstemperatur, um so mehr werden Versetzungsreaktionen und diffusionsgesteuerte Prozesse (wie z. B. Schneiden, Klettern, Quergleiten, Jog-Bewegungen von Schraubenversetzungen, Cottrell-Auflösungen, Korngrenzengleiten) auf Kosten von martensitischen Transformationen, die auch eine plastische Verformung herbeiführen können, begünstigt (154) bis (158).

4.3.2 Neutronenbestrahlung

Neutronenbestrahlung erzeugt Punktfehler, die sich zu Clustern, zu Versetzungen und schließlich zu Waldversetzungen ausbilden können. Durch die resultierenden Kletter- und thermischen Schneidprozesse dürfte die Neutronenbestrahlung das Gleitverhalten ändern, während sie auf die Zwillingsbildung wahrscheinlich keinen wesentlichen Einfluß hat (154).

Für Kurzzeit-Verformungen wird ein Ansteigen der Festigkeit und ein Absinken der Duktilität beobachtet (154), (159) bis (161). Für Langzeit-Verformungen wirkt sich die Neutronenbestrahlung in einem ausgeprägten Anstieg der Kriechgeschwindigkeit, der Spannungsrelaxation und der Bruchdehnung aus (150), (154), (162), (163). Im Temperaturbereich 300 bis 400 °C findet eine Erholung der Strahlenschädigung statt, wobei diese an der oberen Temperaturgrenze nahezu genauso schnell wieder vollständig ausheilt wie sie entsteht (164), (165).

Obwohl die Detailmechanismen für Kriechen ohne (155) bis (158) und Kriechen während Bestrahlung (166) bis (168) verschieden sind, könnten in beiden Fällen Verformungen mit einer c-Komponente auch durch Gleitvorgänge statt durch Zwillingsbildung stattfinden. Pyramidengleiten mit $(c+a)$ -Typ-Burgers-Vektoren wurde unter Zwangsbedingungen und bei erhöhten Verformungstemperaturen gefunden (36). Es kann sehr wohl sein, daß für Kriechen unter Reaktorbedingungen Pyramidengleiten in Zircaloy Rohren ebenfalls wirk-

sam wird. Gewellte Gleitlinien, die in Nachbestrahlungs-Kriechproben beobachtet wurden, können als Quergleiten auf Pyramidenebenen gedeutet werden (155). Eine weitere Bestätigung dieser Vermutung ist in den Versuchsergebnissen von *Bell* (169) zu sehen, der in verformtem, bestrahltem Zircaloy elektronenmikroskopisch Gleitspuren fand, die auf (c+a)-Gleiten schließen lassen.

Die unterschiedlichen kritischen Schubkräfte für die möglicherweise neu aktivierten Gleitsysteme können zu einem anisotropen Verhalten führen, das kennzeichnend für Kriechen oder Kriechen während Neutronenbestrahlung und unterschiedlich zum Kurzzeitverhalten ist. Die große Anzahl von Parametern, die beim Kriechen eingehen, erklären die Schwierigkeit, konsistente Modelle für die verantwortlichen Verformungsmechanismen zu finden. Weitere Untersuchungen, insbesondere direkte Beobachtungen von Verformungsmechanismen für Kriechen während Bestrahlung, sind notwendig.

5 Zusammenfassung

In den hexagonalen Metallen sind die Gleitsysteme nicht so zahlreich und nicht so symmetrisch verteilt wie in den kubischen. Bei der plastischen Verformung tritt daher Zwillingsbildung in Wettbewerb mit Gleiten und kann – je nach Verformungsbedingungen – eine wesentliche Rolle spielen. Neben dem Transformationsverhalten und der damit korrelierten Stapelfehlerenergie hat das c/a -Achsenverhältnis der hcp Struktur einen Einfluß darauf, welche Verformungsmechanismen wirksam werden können. Dieses Achsenverhältnis ändert sich von Metall zu Metall und kann einen Wert größer oder kleiner als den der idealen Kugelpackung annehmen. Das Verformungsverhalten der hcp Metalle läßt sich deshalb nicht so pauschal behandeln wie das der fcc und bcc Metalle. Für die zu diskutierenden Verhältnisse in Zirkonium werden die für hcp Metalle allgemein gültigen Zusammenhänge aufgezeigt und deren Abhängigkeiten von den metallspezifischen Parametern der hexagonalen Struktur diskutiert. Die Wechselwirkungen Verformungsmechanismen-Texturbildung einerseits bzw. Verformungsmechanismen-mechanische Anisotropie andererseits lassen sich sinngemäß auch auf andere hcp Metalle übertragen, wenn man die speziellen Unterschiede in Abhängigkeit von den metallspezifischen Parametern berücksichtigt.

In der α -Struktur des Zirkoniums findet Gleiten im Temperaturbereich bis etwa 500 °C auf den Prismenebenen in a -Richtung statt. In der gleichen Richtung wird bei erhöhten Temperaturen auch Basisgleiten und in Bereichen von Spannungskonzentrationen Gleiten auf $\{10\bar{1}1\}$ -Ebenen festgestellt. Unter Zwangsbedingungen und bei erhöhten Verformungstemperaturen wird ferner Pyramidengleiten in $(c+a)$ -Richtung beobachtet. Abgesehen von dem Pyramidengleitsystem werden Verformungen mit c -Komponente üblicherweise durch Zwillingsbildung erklärt. Unter Zugbelastung in Richtung der c -Achse werden vornehmlich $\{10\bar{1}2\}$ -Zwillinge und seltener $\{11\bar{2}1\}$ -Zwillinge betätigt. Bei Druckbeanspruchung in c -Richtung wird $\{11\bar{2}2\}$ -Zwillingsbildung und bei erhöhten Temperaturen $\{10\bar{1}1\}$ -Zwillingsbildung beobachtet. Vereinzelt wird auch von dem weniger gut definierten $\{11\bar{2}3\}$ -Zwillingsystem berichtet.

Die Einflußfaktoren auf die Verformungsmechanismen werden für hcp Metalle allgemein sowie Zirkonium und Zircaloy im besonderen diskutiert. Für Einkristalle unter einaxialen Belastungen sind der Schmid-Faktor, die kritische Schubspannung und die Verformungsrichtung für die Betätigung der Verformungssysteme maßgebend. Für Polykristalle unter mehrachsigen Belastungen müssen zusätzlich die Kompatibilitätsbedingungen und der Einfluß der Textur berücksichtigt werden.

Das geringe Angebot von Gleitsystemen, deren nicht symmetrische Verteilung sowie die Tatsache, daß bei der Zwillingsbildung strenge, kristallographische

Orientierungsbeziehungen gelten, bedingen in hcp Metallen die Bildung einer scharfen Verformungstextur. Diese stellt sich wiederum entsprechend den metallspezifischen Parametern der hexagonalen Struktur charakteristisch ein. In Zirkonium und Zircaloy beruht die Bildung der ausgeprägten Verformungstextur auf der komplizierten Wechselwirkung zwischen Gleiten und Zwillingsbildung. Durch die Zwillingsbildung treten schon nach kleinen Verformungsgraden große Gitterrotationen ein, die die Orientierung der Kristallite so verändern, daß sich die Basispole alle in Richtung der verformenden Druckkraft einstellen. Daß diese Vorzugsorientierung, die bei Zirkonium und Zircaloy in Querrichtung aufgespalten ist, auch bei höheren Verformungsgraden als Endlage erhalten bleibt, wird durch (c+a)-Pyramidengleiten erklärt. Der die Texturbildung bestimmende Faktor ist der Werkstofffluß, dessen Freiheitsgrad beim Reduzieren nahtloser Rohre gering ist, und der bei diesem Verfahren neben der Querschnittsreduktion über die Reduktion in Wanddicke R_W und Durchmesser R_D bestimmt wird. Um so eindeutiger sind daher auch die Aussagen über die verformenden Kräfte und die daraus resultierenden Verformungsmechanismen. Die bei der Rohrherstellung gewonnenen Erkenntnisse lassen sich daher auf die Prozesse Blechwalzen und Drahtziehen übertragen. Der die Rohrtextur steuernde Faktor ist das relative Verhältnis von Wanddicken- zu Durchmesserreduktion R_W/R_D . Für $R_W/R_D > 1$ richten sich die Basispole bevorzugt in Radialrichtung aus; für $R_W/R_D = 1$ verteilen sich die Basispole regellos in der Ebene Radiale-Tangentiale; für $R_W/R_D < 1$ stellen sich die Basispole bevorzugt in Tangentialrichtung ein. Die Blechtextur entspricht der Rohrtextur für den Fall $R_W/R_D > 1$. In beiden Fällen ist der Werkstofffluß durch bevorzugte Wanddickenreduktion gekennzeichnet. Die sich in Drähten bildende Fasertextur entspricht der Rohrtextur für den Fall $R_W/R_D = 1$. Auch in Drähten wird sich der aus gedachten Rohren verschiedenen Durchmessers zusammengesetzte Gesamtquerschnitt aufgrund der Forderung der Volumenkonstanz mit $R_W/R_D = 1$ verformen. Unabhängig vom Herstellungsprozeß stellt sich für die genannten Halbzeuge im kaltverformten Zustand immer eine $[10\bar{1}0]$ -Richtung parallel zur Verformungsrichtung ein. Nachdem man die Abhängigkeit der Texturbildung von den Reduktionsparametern kennt, hat man ein Mittel an der Hand, die Textur in Zircaloy Rohren im Rahmen der aufgezeigten Extremlagen gezielt zu steuern, um sie den Anforderungen optimal anzupassen.

Die Verformungsmechanismen sind auf der anderen Seite auch für die ausgeprägte mechanische Anisotropie eines texturbefahenen Werkstoffes verantwortlich. Dies wird am Beispiel eines Bleches und eines Rohres aus texturbefahentem Zircaloy unter einaxialer Belastung diskutiert. Die Übereinstimmung von theoretischer Vorhersage und tatsächlichem Verhalten im Experiment gilt auch für andere, wesentlich kompliziertere Belastungsfälle. Für zweiaxiale Belastungsfälle wird das anisotrope Verhalten anschaulich in sogenannten Ortskurven dargestellt, die je nach den Kriterien der Fließspannung, der Kriechgeschwindigkeit

oder der Bruchspannung, Fließ-, Kriech- oder Bruchortkurven genannt werden. Abhängig von der Textur und den Belastungsbedingungen wird versucht, mit Hilfe der wirksamen Verformungsmechanismen eine Korrelation zur Form der jeweiligen Ortskurve herzustellen. Auf diese Weise ist es möglich, Auswahlkriterien z.B. für die in Zircaloy Hüllrohren wünschenswerte Textur aufzustellen. Für eine genaue Abschätzung müssen die komplizierten und während des Betriebes wechselnden Belastungsbedingungen einerseits sowie die je nach Kurz- oder Langzeitbeanspruchung (Kriechen) mit und ohne Neutronenbeeinflussung unterschiedlich betätigten Verformungsmechanismen andererseits berücksichtigt werden.

6 Literatur

- (1) E. O. Hall, *Twinning and Diffusionless Transformations in Metals*, Butterworths, London (1954).
- (2) R. E. Reed-Hill, J. P. Rosi & H. C. Rogers (Eds.), *Deformation Twinning*, Gordon and Breach, Science Publishers, New York, London, Vol. 25. (1964).
- (3) J. W. Christian, *Theory of Transformations in Metals and Alloys*, Pergamon Press, Oxford (1965).
- (4) P. G. Partridge, *Metallurgical Reviews*, No 118, Vol. 12, (1967), 169.
- (5) G. Wassermann & J. Grewen, *Texturen Metallischer Werkstoffe*, Springer, Berlin (1962).
- (6) I. L. Dillamore & W. T. Roberts, *Metallurgical Reviews* 10, (1965), 271.
- (7) H. J. Bunge, *Kristall u. Technik* 6, (1971), 667.
- (8) W. S. Hosford, Jr., & W. A. Backofen, in *Fundamentals of Deformation Processing*, 9th Sagamore Conference AMRA, Syracuse University Press, N.Y. (1964), p. 259.
- (9) M. L. Picklesimer, *Electrochem. Technol.* 4, (1966), 289.
- (10) R. E. Reed-Hill, *Review of High Temperature Materials* 1, (1972), 97.
- (11) T. Lyman (Ed.), *Metals Handbook*, American Society for Metals, ASM, Novelty, Ohio, Vol. 1, (1961), 8th Ed.
- (12) C. S. Barret & T. B. Massalski, *Structure of Metals*, McGraw-Hill, New York (1966).
- (13) R. E. Smallman, *Modern Physical Metallurgy*, Butterworths, London (1970).
- (14) J. Weertman, J. R. Weertman, *Elementary Dislocation Theory*, MacMillan, London (1964).
- (15) A. Seeger, *Moderne Probleme der Metallphysik*, Springer, Berlin (1965).
- (16) E. Schmid & W. Boas, *Kristallplastizität*, Springer, Berlin (1936).
- (17) R. Peierls, *Proc. Phys. Soc.* 52, (1940), 34.
- (18) F. R. N. Nabarro, *Proc. Phys. Soc.* 58, (1947), 669.
- (19) K. Sagel & U. Zwicker, *Z. Metallkunde* 46, (1955), 835.
- (20) N. Thompson, *Proc. Phys. Soc., London*, B 66, (1953), 481.
- (21) A. Berghezan, A. Fourdeux, S. Amelinckx, *Acta Met.* 9, (1961), 464.
- (22) G. Schottky, A. Seeger & V. Speidel, *Phys. Stat. Sol.* 9, (1965), 231.
- (23) P. R. Thornton & P. B. Hirsch, *Phil. Mag.* 3, (1958), 738.
- (24) J. E. Harris & B. C. Masters, *Proc. Roy. Soc. A* 292, (1966), 240.
- (25) H. Conrad & I. Perlmutter, AFML-TR-65-310, Air Force Materials Laboratory, Wright-Patterson Ohio (1965).
- (26) J. F. Devlin, *J. Phys. Metal. Phys.* 4, (1974), 1865.
- (27) J. Friedel, *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Interscience Publishers, New York and London (1963).
- (28) A. Akhtar & A. Teghtsoonian, *Acta Met.* 19, (1971), 655.
- (29) A. Akhtar & A. Teghtsoonian, *Met. Trans.* 6 A, (1975), 2201.
- (30) F. Aldinger & S. Jönsson, *Beryllium 1977*, 4th Internat. Conf. on Beryllium, Royal Society, London (1977), S. 4/1-10.
- (31) H. S. Rosenbaum, *Nonbasal Slip in hcp Metals and its Relation to Mechanical Twinning*, in R. E. Reed-Hill, J. P. Rosi & H. C. Rogers (Eds.), *Deformation Twinning*, Gordon and Breach Science Publishers, New York, London, Vol. 25, (1964), p. 43.
- (32) W. Tyson, *Acta Met.* 15, (1967), 574.
- (33) F. C. Frank & N. Thompson, *Acta Met.* 3, (1955), 30.
- (34) P. Regnier & J. M. Dupcu, *Phys. Stat. Sol.* 39, (1970), 79.

- (35) F. Aldinger & G. Petzow, Gefüge und Bruch, Materialkundl. Techn. R. 3, Berlin, Stuttgart, Gebr. Borntraeger (1977).
- (36) E. Tenckhoff, Z. Metallkunde **63**, (1972), 192.
- (37) V. V. Damjano, G. J. London, H. Conrad, Trans. Met. Soc. AIME **242**, (1968), 987.
- (38) M. L. Kronberg, Acta Met. **9**, (1961), 970.
- (39) M. L. Kronberg, J. Nucl. Mat. **1**, (1959), 85.
- (40) R. E. Reed-Hill, Role of Deformation Twinning in the Plastic Deformation of a Polycrystalline Anisotropic Material, in R. E. Reed-Hill, J. P. Rosi & H. C. Rogers (Eds.), Deformation Twinning, Gordon and Breach Science Publishers, New York, Vol. **25**, (1964), p. 295.
- (41) N. S. Stoloff & M. Gensamer, Trans. Met. Soc. AIME, **227**, (1963), 70.
- (42) D. G. Westlake, Some Dislocation Models of Twinning Modes, in R. E. Reed-Hill, J. P. Hirth & H. C. Rogers (Eds.), Deformation Twinning, Gordon and Breach, New York, London, Vol. **25**, (1964), p. 29.
- (43) C. K. Chyung & C. T. Wei, Phil. Mag. **15**, (1967), 161.
- (44) K. C. A. Balsdale & R. King, Phys. Stat. Sol. **10**, (1965), 175.
- (45) K. C. A. Balsdale, R. King & K. E. Puttik, Phys. Stat. Sol. **18**, (1966), 491.
- (46) F. E. Hauser, P. R. Landon & J. E. Dorn, Trans. Amer. Soc. Metals **48**, (1956), 986.
- (47) E. Orowan, Nature, London, **149**, (1942), 643.
- (48) F. D. Rosi, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng., **200**, (1954), 58.
- (49) F. D. Rosi, F. C. Perkins & L. L. Seigle, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. **206**, (1956), 115.
- (50) A. T. Churchman, Acta Met. **3**, (1955), 22.
- (51) R. E. Reed-Hill & J. L. Martin, Fifth Quarterly Progress Report, AEC Contract No. AT (38-1)-252.
- (52) R. E. Reed-Hill & J. L. Martin, Sixth Quarterly Progress Report, AEC Contract No. AT (38-1)-252.
- (53) R. W. Cahn, J. Inst. Met. **79**, (1951), 129.
- (54) R. W. K. Honeycombe, J. Inst. Met. **80**, (1952), 45.
- (55) R. W. Cahn, Acta Met. **1**, (1953), 49.
- (56) N. K. Chen & R. Maddin, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. **189**, (1951), 531.
- (57) H. S. Rosenbaum, Acta Met. **9**, (1961), 742.
- (58) P. G. Partridge & E. Roberts, Acta Met. **12**, (1964), 1205.
- (59) E. Roberts & P. G. Partridge, Acta Met. **14**, (1966), 513.
- (60) E. J. Rapperport, Acta Met. **7**, (1959), 254.
- (61) E. J. Rapperport, Room Temperature Deformation Processes in Zirconium, NMI-1199, TISE, Oak Ridge, Tenn. (1958).
- (62) I. N. Sokurskii & L. N. Protsenko, Atomnaya Energiya, USSR, p. 443, English translation in: The Soviet Journal of Atomic Energy, **4**, (1958), 579.
- (63) E. J. Rapperport & C. S. Hartley, Deformation Modes of Zirconium at 77 K, 300 K, 575 K and 1075 K, NMI-1221, Nuclear Metals, Inc. Concord, Mass. (1959).
- (64) L. M. Howe, J. L. Whitton & J. F. McGurn, Acta Met. **10**, (1962), 773.
- (65) J. Pollard, Mme Rzepski & P. Lehr, in 9 Colloque de Metallurgie, Etude sur la Corrosion et la Protection du Zirconium et de des Alliages, M. Salese, & M. Chaudron, Eds., Press Universitaires de France, Paris (1966), p. 248.
- (66) D. H. Baldwin & R. E. Reed-Hill, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. **223**, (1965), 248.
- (67) J. E. Bailey, J. Nucl. Mat. **7**, (1962), 300.
- (68) J. L. Martin & R. E. Reed-Hill, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Eng. **230**, (1964), 780.
- (69) F. D. Rosi, Persönliche Mitteilung an A. R. Kaufmann, zitiert in E. J. Rapperport, Acta Met. **14**, (1966), 513.

- (70) J. A. Jensen & W. A. Backofen, *Canadian Met. Quart.* **11**, (1972), 39.
- (71) A. Akhtar, *J. Nucl. Mat.* **47**, (1973), 79.
- (72) H. G. van Bueren, *Imperfections in Crystals*, North-Holland Publishing Co., Amsterdam (1961).
- (73) C. S. Roberts, *Magnesium and Its Alloys*, John Wiley, New York and London (1960).
- (74) W. J. McG. Tegart, *Phil. Mag.* **9**, (1964), 339.
- (75) B. Chalmers, *Physical Metallurgy*, John Wiley, New York and London (1959).
- (76) D. N. Williams & D. S. Eppelsheimer, *J. Inst. Met.* **81**, (1952/53), 553.
- (77) P. B. Hirsch, A. Howie, R. B. Nicholson & V. W. Pashley, *Electron Microscopy of Thin Crystals*, Butterworths, Washington (1965).
- (78) M. v. Heimendahl, *Einführung in die Elektronenmikroskopie*, Werkstoffkunde Bd. 1, Vieweg, Braunschweig (1970).
- (79) R. E. Reed-Hill, *An Evaluation of the Role of Deformation Twinning in The Plastic Deformation of Zirconium*, Ninth Quarterly Report, AEC Contract No. AT (38-1)-252, Nov. (1963).
- (80) M. R. Warren & C. J. Beevers, *Met. Trans.* **1**, (1970), 1657.
- (81) E. Tenckhoff, *Z. Metallkunde* **63**, (1972), 729.
- (82) D. G. Westlake, *Acta Met.* **9**, (1961), 327.
- (83) P. G. Partridge & E. Roberts, *Proc. 3rd European Regional Conf. Electron Microscopy (Prague)* (1964), 213.
- (84) P. G. Partridge, *Acta Met.* **13**, (1965), 517.
- (85) H. Conrad & I. Perlmutter, *Conference Internationale sur la Métallurgie du Beryllium*, Paris, Presses Universitaires de France, (1966), 326.
- (86) U. F. Kocks & D. G. Westlake, *Trans. Met. Soc. AIME* **239**, (1967), 1107.
- (87) J. E. Dorn & J. B. Mitchel, *High Strength Materials*, John Wiley, New York, London (1965).
- (88) W. J. McG. Tegart, *Elements of Mechanical Metallurgy*, Macmillan, London (1966).
- (89) T. L. Altshuler & J. W. Christian, *Acta Met.* **14**, (1966), 908.
- (90) G. F. Bolling & R. H. Richman, *Acta Met.* **15**, (1967), 678.
- (91) E. Tenckhoff, *Operable Deformation Systems and Mechanical Behaviour of Textured Zircaloy Tubing*, in ASTM, STP 551 *Zirconium in Nuclear Applications*, Philadelphia (1974), 179.
- (92) W. F. Hosford, *Met. Eng. Quar.* **6**, (1966), 13.
- (93) P. L. Rittenhouse & M. L. Picklesimer, *Electrochem. Technol.* **4**, (1966), 322.
- (94) G. Dressler, K. H. Matucha & P. Wincierz, *Canad. Met. Quar.* **11**, (1972), 177.
- (95) H. Conrad, B. de Meester, M. Doner & K. Okazaki, *ASM-Symposium, The Physics of Solid Solution Strengthening in Alloys*, Chicago, Oct. (1973).
- (96) H. Conrad, *Persönliche Mitteilung*, Erlangen (1973).
- (97) W. A. Backofen, *Met. Trans.* **4**, (1973), 2679.
- (98) I. Y. Tarnovskii et al., *Deformation of Metals During Rolling*, English Ed., Pergamon Press, New York (1965).
- (99) R. von Mises, *Z. angew. Math. Mech.* **8**, (1928), 161.
- (100) R. Hill, *Proc. Roy. Soc. (London) A* **193**, (1948), 281.
- (101) G. J. Taylor, *J. Inst. Met.* **62**, (1938), 307.
- (102) J. F. W. Bishop & R. Hill, *Phil. Mag.* **42**, (1951), 414/1298.
- (103) H. R. Piehler & W. A. Backofen, in J. Grewen & G. Wassermann, *Texturen in Forschung und Praxis*, Springer, Berlin (1969), 436.
- (104) W. A. Backofen, W. F. Hosford & J. J. Burke, *Trans. ASM* **55**, (1962), 264.
- (105) W. F. Hosford & W. A. Backofen, in W. A. Backofen, J. J. Burke, L. F. Coffin Jr., N. L.

- Reed & V. Weiss, Fundamentals of Deformation Processing, Proc. 9th Sagamore Conf., Syracuse University Press, New York (1964), 259.
- (106) J. Althoff, K. Drefahl & P. Wincierz, *Z. Metallkunde* **62**, (1971), 765.
- (107) G. Y. Chin & W. L. Mammel, *Met. Trans.* **1**, (1970), 357.
- (108) D. R. Thornburg & H. R. Piehler, *Met. Trans.* **6A**, (1975), 1511.
- (109) W. F. Hosford in J. Grewen, G. Wassermann, *Texturen in Forschung und Praxis*, Springer, Berlin (1969), 414.
- (110) G. Dressler, K.-H. Matucha, P. Wincierz, Proc. 2nd Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology, Berlin (1973).
- (111) M. F. Ashby, *Phil. Mag.* **21**, (1970), 399.
- (112) L. G. Schulz, *J. Appl. Phys.* **20**, (1949), 1030.
- (113) W. P. Chernock & P. A. Beck, *J. Appl. Phys.* **23**, (1952), 341.
- (114) W. P. Chernock, *Z. Metallkunde* **46**, (1955), 311.
- (115) A. J. C. Wilson, *J. Sci. Instrum.* **27**, (1950), 321.
- (116) E. Tenckhoff, *J. Appl. Phys.* **41**, (1970), 3944.
- (117) H. J. Bunge, *Mathematische Methoden der Texturanalyse*, Akademie Verlag, Berlin (1969).
- (118) R. O. Williams, *Trans. Met. Soc. AIME* **242**, (1968), 104.
- (119) G. Y. Chin, W. L. Mammel & M. T. Dolan, *Trans. Met. Soc. AIME* **239**, (1967), 1854.
- (120) H. J. Bunge, *Kristall u. Technik* **5**, (1970), 145.
- (121) H. Siemes, *Z. Metallkunde* **58**, (1967), 228.
- (122) E. A. Calnan & C. J. B. Clews, *Philosophical Magazine* **41/42/43** (1950/1/1) 1085/616/919.
- (123) D. O. Hobson, *Trans. Met. Soc. AIME* **242**, (1968), 1105.
- (124) E. Tenckhoff, *Texturbildung in Zirkonium*, Vortrag auf der DGM-HVS Nürnberg (1975).
- (125) E. Tenckhoff, *Met. Trans.* **9A**, (1978), 1401.
- (126) J. Grewen, *Textures of Hexagonal Metals and Alloys and their Influence on Industrial Application*, Pont-à-Mousson Conference on Texture (1973).
- (127) W. G. Burgers, J. D. Fast & F. M. Jacobs, *Z. Metallkunde* **29**, (1937), 410.
- (128) V. Nerses, *US Atomic Energy Commission Report*, NMI-1222 (1960).
- (129) R. H. Tuxworth, *Atomic Energy of Canada, Ltd., Report CRMET-901* (1960).
- (130) J. J. Laidler, *US Atomic Energy Commission Report*, HW-64815 (1960).
- (131) D. S. Wood, J. Winton & B. Watkins, *Electro-chemical-Technology* **4**, (1966), 250.
- (132) T. Okada, H. Hirano & N. Kunitomo, *Electro-chemical Technology* **4**, (1966), 365.
- (133) L. F. Sturcken & W. G. Duke, *US Atomic Energy Commission Report*, DP-607 (1961).
- (134) E. D. Hindle & G. F. Slattery, *J. Inst. Met.* **93**, (1964/65), 565.
- (135) B. A. Cheadle & C. E. Ells, *Trans. Met. Soc. AIME* **233**, (1965), 1044.
- (136) B. A. Cheadle, C. E. Ells & W. Evans, *J. Nucl. Mat.* **23**, (1967), 199.
- (137) E. Tenckhoff, P. L. Rittenhouse, *Texture Gradients in Thin Walled Zircaloy Tubing*, in *ASTM-STP 458 Application Related Phenomena in Zirconium and its Alloys*, Philadelphia (1970), 50.
- (138) E. Tenckhoff, *Z. Metallkunde* **61**, (1970), 64.
- (139) E. Tenckhoff & P. L. Rittenhouse, *Z. Metallkunde* **63**, (1972), 83.
- (140) M. L. Picklesimer, *A Preliminary Examination of the Formation and Utilization of Texture and Anisotropy in Zircaloy-2*, ORNL-TM-460, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn, (1963).
- (141) J. T. Norton & R. E. Hiller, *Trans. AIME* **99**, (1932), 190.
- (142) C. J. McHargue & J. P. Hammond, *Trans. Met. Soc. AIME* **197**, (1953), 57.

- (143) E. Tenckhoff & P. L. Rittenhouse, *J. Nucl. Mat.* **35**, (1970), 14.
- (144) D. O. Hobson & P. L. Rittenhouse, *Transactions of the Metallurgical Society, Amer. Inst. Min. Met. Eng.* **245**, (1969), 797.
- (145) K. P. Steward & B. A. Cheadle, *Transactions, Amer. Inst. Min. Eng.* **239**, (1967), 504.
- (146) D. O. Pickmann, *Nucl. Eng. Design*, **21**, (1972), 212.
- (147) P. L. Rittenhouse, in *Application Related Phenomena in Zirconium and its Alloys*. ASTM-STP 458. American Society for Testing and Materials (1969) 241.
- (148) H. Tresca, *C. R. Acad. Sci.* **59**, (1864), 754 und 764.
- (149) D. Grzesik, *Z. Metallkunde* **66**, (1975), 187.
- (150) H. Stehle, E. Steinberg & E. Tenckhoff, *Mechanical Properties, Anisotropy and Microstructure of Zircaloy Canning Tubes*, in ASTM-STP 633, *Zirconium in Nuclear Industry*, Philadelphia (1978), 486.
- (151) M. J. Holicky, I. Schroeder, *J. Nucl. Mat.* **44**, (1972), 31.
- (152) G. Dressler & K.-H. Matucha, *Yield and Fracture of Biaxially Stressed Zircaloy-4 Cladding Tubes at Room Temperature and 400 °C*, in ASTM-STP 633, Philadelphia (1978), 508.
- (153) E. Duncombe, WAPD-TM-984, Bettis Atomic Power Laboratory, Pittsburgh, Pa. (1973).
- (154) D. L. Douglas, *The Metallurgy of Zirconium*, International Atomic Energy Agency, Vienna (1971).
- (155) A. J. Ardell & O. D. Sherby, *Transactions, Amer. Inst. Min. Met. Eng.* **239**, (1967), 1547.
- (156) V. Fidleris, in *Application Related Phenomena in Zirconium and its Alloys*, ASTM-STP 458, Amer. Soc. Test. Mat. (1969), 1.
- (157) J. J. Holmes, *J. Nucl. Mat.* **13**, (1964), 137.
- (158) J. M. Berstein, *Transactions, Amer. Inst. Min. Met. Eng.* **239**, (1967), 1518.
- (159) J. E. Irvin, *Electrochem. Technol.* **4**, (1966), 240.
- (160) F. J. Azzarto, E. E. Baldwin, F. W. Wiesinger & D. M. Lewis, *J. Nucl. Mat.* **30**, (1969), 208.
- (161) K. Veevers & W. B. Rotsey, *J. Nucl. Mat.* **27**, (1968), 108.
- (162) E. R. Gilbert, *J. Nucl. Mat.* **26**, (1968), 105.
- (163) E. E. Ibrahim, in *Applications Related Phenomena in Zirconium and its Alloys*, ASTM-STP 458, American Society for Testing and Materials (1969), 18.
- (164) M. L. Howe, *The Annealing of Irradiation Damage in Zircaloy-2 and the Effect of High Temperature Radiation on the Tensile Properties of Zircaloy-2*, Atomic Energy of Canada Limited, Report 1024, (1960).
- (165) M. L. Howe, *Radiation Damage in Zirconium, Zircaloy-2, and 410 Stainless Steel*, Atomic Energy of Canada Limited, Report 1484, (1962).
- (166) R. V. Hesketh, *J. Nucl. Mat.* **26**, (1968), 77.
- (167) G. R. Piercy, *J. Nucl. Mat.* **26**, (1968), 18.
- (168) F. A. Nichols, *J. Nucl. Mat.* **30**, (1969), 249.
- (169) W. L. Bell, in *Zirconium in Nuclear Application*, ASTM-STP 551, Philadelphia (1974), 199.

MATERIALKUNDLICH-TECHNISCHE REIHE

Herausgegeben von G. PETZOW, Stuttgart

Metallographisches Ätzen

No. 1

von Prof. Dr. GÜNTER PETZOW unter Mitarbeit von JOHANNA BACK und TILMANN MAGER, Stuttgart. 5. völlig neubearbeitete Auflage des von Dr.-Ing. ANGELIKA SCHRADER begründeten Ätzheftes – Verfahren zur Schliffherstellung und Gefügeentwicklung für die Metallographie. Mit 18 Abbildungen. VIII, 120 Seiten. 14,8 x 20,5 cm. 1976. Flexibler Kunststoffeinband DM 26,–

Korngrenzen in metallischen Werkstoffen

No. 2

von Prof. Dr. HERBERT GLEITER, Saarbrücken. 2. veränderte Auflage des 1972 erschienenen Bandes „Struktur und Eigenschaften von Großwinkelkorngrenzen in Metallen“. Mit 42 Abbildungen. VI, 74 Seiten. 14,8 x 20,5 cm. 1977. Broschiert DM 22,–

Gefüge und Bruch

No. 3

Berichte über Fortschritte in der Werkstoffprüfung. Herausgegeben von Prof. Dr. K. L. MAURER und Prof. Dr. H. FISCHMEISTER. Internationale Werkstoffprüfung am 25. und 26. November 1976 in Leoben. Veranstalter: Institut für Metallkunde und Werkstoffprüfung der Montanuniversität Leoben und Technisch-Wissenschaftlicher Verein „Eisenhütte Österreich“. Mit 465 Abbildungen und 15 Tabellen. X, 513 Seiten. 14,8 x 20,5 cm. 1977. Broschiert DM 76,–

Grundlagen von Sintervorgängen

No. 4

von Dr.-Ing. habil. HANS ECKART EXNER, Stuttgart. Mit 125 Abbildungen und 7 Tabellen. VIII, 234 Seiten. 14,8 x 20,5 cm. 1978. Broschiert DM 39,80



GEBRÜDER BORNTRAEGER BERLIN · STUTTGART

